Grundzüge der Physik

als

Compendium zu seinen Vorlesungen

von

Dr. G. S. Ohm.

Zweite Abtheilung.

Besondere Physik.

Mit 79 Holzschnitten.

Nürnberg, 1854.
Im Verlag bei Joh. Leonh. Schrag.

Besondere Physik.

Kapitel I.

Von der Wärme.

§. 55. Von der Raumveränderung der Körper durch die Wärme.

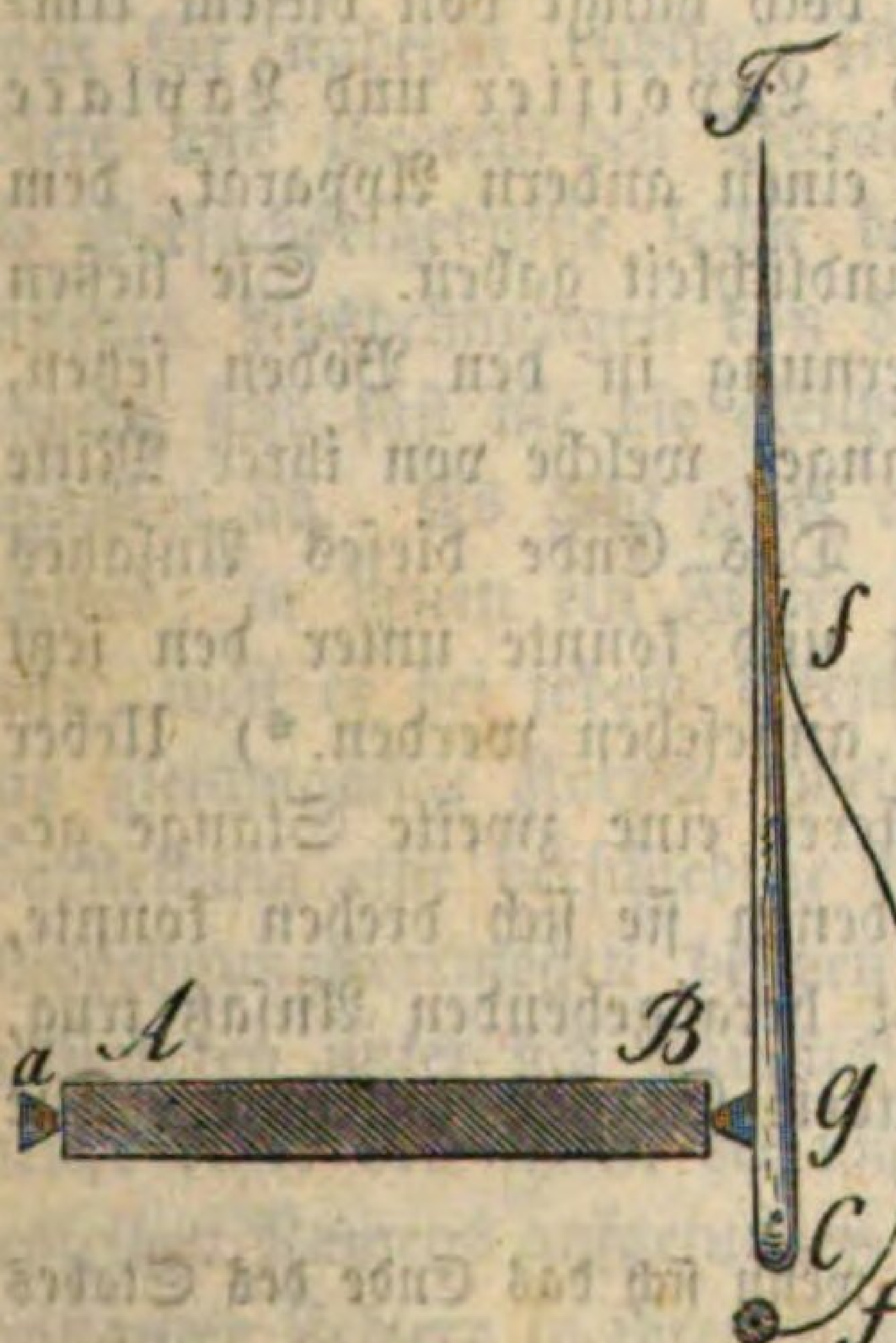
Beim Verbrennen der Körper sowohl als bei vielen andern chemischen Veränderungen derselben, beim Verdichten eines Körpers, wohin auch das Reiben zweier Körper an einander zu gehören scheint, bei rascher Compression der Luft, wie im pneumatischen Feuerzeug geschieht, beim Verschlucken des Lichts durch einen Körper, bei Adhäsions- und Kapillaritätswirkungen, beim Durchgang der Electricität durch einen Körper tritt ein zuvor nicht dagewesenes Etwas auf, welches Veränderungen im Bereiche jener Hergänge hervorruft. Diese Veränderungen tragen sich allmählig, wiewohl in vermindertem Grade, auf Körper oder Körpertheile über, die in größerer Entfernung von der Stelle liegen, von wo sie anfänglich ausgegangen waren. Die Ursache solcher Erscheinungen bezeichnen wir mit dem Worte Wärme. Die am meisten in die Augen springende Wirkung der Wärme ist die, daß sie den Raum der Körper, in die sie eingeht, größer macht und umgekehrt nach ihrem Austritt aus denselben wieder kleiner werden läßt. Dringt Wärme in unsern eigenen Körper ein, so ruft sie in ihm eine Empfindung eigener Art hervor, die wir durch das Beiwort warm zu bezeichnen pflegen; wird hingegen die in unserm Körper befindliche Wärme veranlaßt, aus ihm theilweise zu entweichen, so tritt in ihm eine Empfindung anderer Art auf, die wir durch das Beiwort kalt auszusprechen gewohnt sind. Diese Empfindungen haben ohne Zweifel ihren Ursprung in der Ausdehnung unsers eigenen Körpers durch die Wärme, d. h. in dem Auseinandertreten unserer eigenen Körpertheilchen beim Eintritt der Wärme in unsern Körper, so wie in der gegenseitigen Annäherung dieser Theilchen beim Austritt der Wärme aus unserm Körper, welche in uns selbst vor sich gehenden Veränderungen entgegengesetzte Gefühle erregen, die, indem wir uns derselben bewußt werden, die Empfindung des Wärmer- oder Kälterwerdens hervorrufen.

Es hält gar nicht schwer, das Größerwerden eines Körpers, während Wärme in ihn eindringt, anschaulich zu machen. Hat man z. B. eine recht runde metallene Kugel und läßt man sich aus starkem Blech ein kreisrundes

Loch ausdrehen, welches nur eben groß genug ist, um die Kugel durch sich hindurch fallen zu lassen; erhitzt man hierauf die Kugel über einer Weingeistflamme, so wird sie, auf das Loch des Bleches gelegt, nicht mehr hindurchfallen; läßt man sie aber in dem Loche erkalten, so wird bald der Zeitpunkt kommen, wo sie wieder durchfällt. Eben so kann man sich leicht überzeugen, daß die verschiedenen Körper eine sehr verschiedene Ausdehnungsfähigkeit durch die Wärme besitzen, und daß die luftförmigen Körper sich durch Erwärmung am meisten ausdehnen, weniger die wasserförmigen und am wenigsten die festen Körper. Verschafft man sich eine enge, oben offene Glasröhre, an deren unterm Ende eine Kugel angeblasen ist, und hält man diese Kugel eine Weile in der Hand, taucht hierauf das offene Ende der Röhre in irgend eine wasserförmige Flüssigkeit ein, so wird man gewahr werden, daß diese, so wie man die Hand von der Kugel wegzieht, in der Röhre ansteigt. Ist die Flüssigkeit auf die Länge von etwa einem Zoll angestiegen, und hebt man dann die Röhre aus der Flüssigkeit heraus und legt sie neben sich hin, so wird man gewahr werden, daß die kleine Flüssigkeitssäule in ihr immer mehr der Kugel zurückt, endlich aber, wenn man die Kugel nicht zu warm hat werden lassen, stehen bleibt. Nimmt man jetzt die Glasröhre zwischen die Finger und umgreift man deren Kugel mit der Hand, so wird die Flüssigkeitssäule durch die ganze Röhre hindurch bis an ihr offenes Ende laufen und wieder zurück nach der Kugel hin, so wie man die Hand von dieser zurückzieht. Es macht also die geringe Wärme, welche der Luft in der Kugel durch das Umschließen derselben mit der Hand mitgetheilt wird, daß sich dieser Luftraum sehr merklich, nämlich fast um den ganzen in der Höhlung der Röhre befindlichen Raum, vergrößert und beim Weggang der erhaltenen Wärme auch wieder verkleinert. — Dasselbe Glasgefäß kann auch dazu dienen, die viel geringere Ausdehnung der wasserförmigen Flüssigkeiten durch die Wärme unter gleichen Umständen nachzuweisen. Hierzu ist jedoch ein anderes Verfahren erforderlich. Man erhitzt die an der Röhre befindliche Kugel über einer Flamme unter fortwährendem Umdrehen so stark als möglich, nahe bis zum Glühen, steckt dann rasch das offene Ende der Röhre unter die bereit gehaltene wasserförmige Flüssigkeit, womit man die Kugel anfüllen will, und läßt das Ganze in dieser Stellung erkalten, so wird die Flüssigkeit zuerst in der Röhre ansteigen und später einen beträchtlichen Theil der Kugel ausfüllen. Ist die Kugel wieder ganz abgekühlt, so hebt man die Röhre aus der Flüssigkeit heraus, bringt sie in eine nahe lothrechte Lage, die Kugel nach unten gekehrt, und läßt die Flüssigkeit in dieser über einer Flamme in ein anfangendes Sieden gerathen, so wie dieses aber beginnt, taucht man wieder rasch das offene Ende der Röhre in die bereit gehaltene Flüssigkeit ein, worauf sich die Kugel noch mehr mit der Flüssigkeit anfüllen wird. So wird man nach einigen Wiederholungen des gleichen Verfahrens die Kugel ganz mit Flüssigkeit angefüllt bekommen. Ist dieses geschehen

und zeigt sich doch noch etwas Luft in der Kugel, so läßt sich auch diese noch auf folgende Art entfernen. Man hält die Röhre so, daß der in der Kugel befindliche Luftrückstand oben am Eingang der Röhre sich befindet, erhitzt in dieser Stellung die Flüssigkeit in der Kugel über einer Flamme mäßig, so wird zuerst die Luft in den Röhrenkanal treten, und erst später von der Flüssigkeit selber in denselben gelangen. Ist dieses geschehen, so senkt man die Röhre allmählig in die Tiefe, während man die Kugel fortwährend über der Flamme unter beständigem Umdrehen erhitzt. Dabei wird die Luft in der Röhre stets mehr nach dem offenen Ende hin und zuletzt ganz aus demselben herausgetrieben, worauf sich dann an diesem Ende ein Tröpfchen von der Flüssigkeit in der Kugel zeigen wird. In diesem Augenblicke bringt man ein bereit stehendes, mit derselben Flüssigkeit gefülltes Schälchen gegen das gesenkte offene Ende der Röhre, die Kugel stets über der Flamme erhaltend, bis dieses Ende unter der Flüssigkeit im Schälchen steht, worauf man das Röhrenende gegen den Boden des Schälchens andrückt und beides in seiner relativen Lage von der Flamme entfernt. Beim Abkühlen wird jetzt keine Luft mehr in die Kugel treten, und ist das Ganze so kalt geworden, daß man die Kugel ohne Unbequemlichkeit mit der Hand fassen kann, so nimmt man die Röhre aus der Flüssigkeit heraus und legt sie hin, bis die Kugel völlig abgekühlt ist. Umschließt man jetzt die Kugel mit der Hand, so wird die Flüssigkeit zwar auch gegen das offene Ende der Röhre hingetrieben, aber ungleich weniger als zuvor, wo in der Kugel und einem Theil der Röhre noch Luft war, woraus man ersieht, daß eine wasserförmige Flüssigkeit sich unter gleichen Umständen weit weniger durch die Wärme ausdehnt als eine luftförmige.

Fig. 68.



Noch weit unbeträchtlicher ist die Ausdehnung fester Körper, diese ist so gering, daß sie sich ohne Vergrößerungsmittel nicht gut beobachten läßt; man kann sie aber auf die nebenstehende Weise recht wohl zur Anschauung bringen.

CF (Fig. 68.) stellt einen um C beweglichen Zeiger vor, der bei G in geringer Entfernung von C einen Ansatz hat. Der auf seine Verlängerung durch Wärme zu prüfende Stab AB wird mit seinem einen Ende B an diesen Ansatz und mit seinem andern Ende A gegen einen dort befindlichen festen Punkt a angestemmt und die Feder ff hält den Stab mit diesen beiden Punkten stets in inniger Berührung. Wird nun der Stab AB durch Untersetzen einiger Wein-

geistflämmchen erhitzt, so verlängert er sich, und es wird diese Verlängerung durch die Spitze F des Zeigers im Verhältnisse von CF : CG vergrößert, weßhalb man sie so, zumal wenn bei F eine Theilung angebracht wird, sehr deutlich wahrnehmen kann. Mit dieser einfachen Vorrichtung lassen sich sogar Unterschiede in der Ausdehnungsfähigkeit der verschiedenen festen Körper durch die Wärme ziemlich gut bemerkbar machen, wenn GC 40 bis 60mal kleiner als FC gemacht wird, und die Stäbe AB eine Länge von etwa einem Fuß erhalten.

Die bisher angezeigten Mittel zur Beobachtung der Ausdehnung der Körper durch die Wärme können jedoch keinen Anspruch auf große Genauigkeit machen, und doch verlangt das praktische Bedürfniß sowohl wie die Wissenschaft, daß dergleichen Bestimmungen mit möglichster Schärfe geschehen. Dieser Forderung in ihrem ganzen Umfange zu entsprechen, setzten sich die ausgezeichnetsten Physiker in Bewegung und ersannen die zu solchem Zwecke brauchbarsten Apparate, von denen wir die wichtigsten da anzeigen werden, wo wir von der Ausdehnung fester und flüssiger Körper gesondert sprechen.

§. 56. Von den Mitteln, die Ausdehnung fester Körper genau zu ermitteln.

Der in Fig. 68. angedeutete Apparat ließe zur Bestimmung der Ausdehnung fester Körper nichts zu wünschen übrig und wäre auch empfindlich genug zu machen, wenn es nicht so schwer hielte, während die Stange AB verschiedenen Temperaturen ausgesetzt wird, die festen Stellen a und C dermaßen gegen den Einfluß der verschiedenen Temperaturen zu schützen, daß man hinsichtlich der gänzlichen Unveränderlichkeit dieser Stellen während des Temperaturwechsels völlig sicher sein könnte, und doch hängt von diesem Umstand die Sicherheit der Resultate vorzugsweise ab. Lavoisier und Laplace erbauten sich zur Abwendung dieses Uebelstandes einen andern Apparat, dem sie gleichzeitig einen sehr hohen Grad von Empfindlichkeit gaben. Sie ließen vier massive steinerne Pfeiler in schicklicher Entfernung in den Boden setzen, befestigten über die zwei hintern eine schwere Stange, welche von ihrer Mitte aus einen lothrecht herabgehenden Ansatz trug. Das Ende dieses Ansatzes diente den zu prüfenden Stäben als Stützpunkt und konnte unter den jetzt obwaltenden Umständen als völlig unveränderlich angesehen werden.*) Ueber die andern beiden Pfeiler wurde parallel mit ersterer eine zweite Stange gelegt, die an ihren Enden in Lagern ging, in denen sie sich drehen konnte, und in ihrer Mitte wie die vorige einen lothrecht herabgehenden Ansatz trug, gegen den sich das andere Ende der zu prüfenden Stange anlehnte. Die

*) Diese Unveränderlichkeit ist vollkommen gesichert, wenn sich das Ende des Stabes gegen die Mitte des Stangenendes stützt.

Axe dieser zweiten Stange gab den andern festen Punkt C in Fig. 68. her, dessen Entfernung von dem vorigen bei den getroffenen Veranstaltungen völlig unveränderlich war; jene beiden Gelehrten hatten also auf diese Weise die Hauptpunkte ihres Apparats, so weit es deren Abstand betraf, gegen jede Bedenklichkeit sicher gestellt. Statt des Zeigers CF der Fig. 68. brachten die genannten beiden Männer ein Fernrohr in feste Verbindung mit der zweiten drehbaren Stange, so daß dessen Axe einen rechten Winkel mit der Axe der Stange machte und sich mit dieser gleichzeitig drehte.

Diesem Fernrohr in großer Entfernung gegenüber war auf eine weiße ebene Wand eine Theilung aufgetragen, auf deren verschiedene Stellen der Kreuzfaden des Fernrohrs hinwies. Dieses Fernrohr vertrat einen Zeiger von solcher Länge, als der Abstand der Stangenaxe von der Wand war. Mit dieser, ihren wesentlichsten Theilen nach beschriebenen Vorrichtung stellten Lavoisier und Laplace gegen das Ende des vorigen Jahrhunderts vielfache Versuche an, die noch heute zu dem Besten gehören, was wir in dieser Beziehung besitzen. Um die Temperatur des Stabes abwechselnd auf 0° und 100° C zu bringen, bedienten sie sich einer Pfanne, in welche sie den ganzen Stab einsenkten, und in der sie abwechselnd Schnee zum Schmelzen und Wasser zum Sieden brachten. Dieser Meßapparat bietet nur die eine Unsicherheit dar, daß die Ansätze, gegen welche sich der dem Versuche unterworfene Stab stützt, in verschiedenen Temperaturen ungleiche Längen annehmen, wogegen man sich zwar zum größten Theil aber doch nie ganz sicher stellen kann.

Andere Physiker haben andere Vorrichtungen zu demselben Zwecke erdacht, aber keine von diesen ist so wenig völlig vorwurfsfrei, wie die eben beschriebene, so daß man die für die Ausdehnung fester Körper aufgefundenen Maaße, wie man sie in physikalischen Lehr- und Wörterbüchern aufgezeichnet findet, zwar für nahehin richtig, jedoch nicht für ganz fehlerfrei anzunehmen hat. Diese aus theoretischen Betrachtungen hervorgehende Schlußfolge wird durch die Versuchsergebnisse selbst bestätigt. Die durch verschiedene Beobachter erhaltenen Ausdehnungen von denjenigen festen Körpern, welche einerlei Namen tragen, sind fast nie die gleichen und weichen zuweilen ziemlich beträchtlich von einander ab. Es geht zwar aus den Resultaten eines jeden einzelnen Beobachters, in denen ein Fehler des Apparats keinen so großen Einfluß haben kann, weil er bei jedem Versuche äußerst nahe die gleiche Größe hat, hervor, daß gleichnamige Körper, welche von ungleicher Reinheit sind, oder bei ihrer Darstellung eine verschiedene Behandlungsweise erfahren haben, ein ungleiches Ausdehnungsvermögen besitzen; aber die Abweichungen verschiedener Experimentatoren unter sich bezüglich desselben Körpers sind meistens größer als die, welche einer von ihnen bei ungleich reinen oder ungleich behandelten Körpern desselben Namens aufgefunden hat, und dies läßt sich nur durch die Annahme von constanten Fehlern in ihren Apparaten, die nicht ganz unerheblich sind, erklären.

Zur Bestimmung der Ausdehnung fester Körper innerhalb der gewöhnlichen Lufttemperaturen auf unserer Erde dürfte eine dazu eingerichtete, höchst empfindliche Wage das zweckmäßigste Mittel hergeben. Stemmt man das Ende eines auf seine Verlängerung zu prüfenden Stabes mittelst eines federnden Körpers gegen eine Stelle, die in der Richtung der mittlern Schneide liegt, und bringt man Vorkehrungen an, wodurch das andere Ende dieses Stabes sich heben oder senken läßt, um dadurch der Wage ihre hohe Empfindlichkeit wieder geben zu können, wenn sie sie durch das Auflegen des Stabes verloren haben sollte, so nimmt das Moment des Gewichts des Stabes auf dieser Wage bei einer eintretenden Verlängerung desselben durch die Wärme im Verhältniß dieser Verlängerung zu seiner vorigen Länge zu; man erhält daher den auf die Wärmezunahme bezüglichen Ausdehnungscoefficienten, indem man das scheinbare Mehrgewicht des Stabes nach eingetretener Erwärmung durch sein voriges Gewicht dividirt. Man fände so allerdings nur die relative Ausdehnung des Stabes in Vergleich zur Ausdehnung des Wagbalkens, wodurch indessen die Versuche keinen geringern Werth erhielten. Ich zweifle nicht, daß man mittelst eines solchen Apparats sehr genaue Resultate wird erhalten können, die mindestens bis auf ein Millionstel der ganzen Länge gehen könnten; und diese Versuchsmethode hätte noch den Vortheil, daß man ganze Jahre lang ohne großen Zeitverlust einen und denselben Körper verfolgen, und dadurch vielleicht kleine Modifikationen der Verlängerung entdecken könnte, die den bisherigen Verfahrungsweisen noch unbekannt geblieben sein dürften.

Durch die bis jetzt angegebenen Mittel läßt sich zwar der Zuwachs eines festen Körpers nach einer eingetretenen Erwärmung nur längs einer einzigen Dimension auffinden; nimmt man aber an, daß die Veränderungen im festen Körper nach jeder Richtung hin in der gleichen Weise geschehen, so ist damit zugleich auch die Raumausdehnung des ganzen Körpers gegeben. Unter dieser Voraussetzung bleibt nämlich der Körper nach jeder erfolgten gleichmäßigen Erwärmung aller seiner Theile sich stets selber ähnlich und deßwegen verhalten sich die von ihm in den beiden Fällen eingenommenen Körperräume wie die Kuben von homologen Längen in den beiden Fällen; dehnt sich daher die Länge 1 nach geschehener Erwärmung um das Stückchen δ aus, und nennt man den Raum des Körpers vor der Erwärmung 1, so ist der nach der Erwärmung $(1 + \delta)^3$ oder $1 + 3\,\delta + 3\,\delta^2 + \delta^3$. Die Verlängerung der festen Körper durch die Wärme ist jedoch, wie die Versuche zeigen, so gering, daß δ selbst wenn die Erwärmung von 0°C bis 100°C gediehen ist, nie 0,003 übersteigt, es wird daher δ^2 nie größer als 0,000009 und kann daher neben $1 + 3\,\delta$ vernachlässigt werden, was in noch höherm Grade von dem letzten Gliede δ^3 ausgesagt werden kann. Aus diesem Grunde kann man den Raum, den die Kubikeinheit nach der Erwärmung des Körpers einnimmt, gleich $1 + 3\,\delta$ setzen, sonach sagen, daß die Vergrößerung der Raumeinheit

3 δ ist, wenn die Zunahme der Länge 1 in ihm δ ist. Man darf jedoch hierbei nicht außer Acht lassen, daß diese Berechnungsweise nur so lange Gültigkeit behält, als man eine gleiche Ausdehnungsfähigkeit des festen Körpers nach allen Richtungen hin unter allen Umständen vorauszusetzen berechtigt ist. An Krystallen hat man in neuern Zeiten in Richtungen, welche eine ungleiche Stellung in Bezug auf deren krystallographische Axen haben, ein ungleiches Ausdehnungsvermögen entdeckt und Mitscherlich hat auf eine sehr einfache und sinnreiche Weise diese Ungleichheit bei blätterförmigen Krystallen anschaulich zu machen gelehrt; nichts destoweniger aber bleibt die obige Regel der Raumbestimmung nach geschehener Erwärmung auch noch auf Krystalle anwendbar, wenn man sie dahin abändert, daß an die Stelle von 3 δ die Summe der drei linearen Ausdehnungscoefficienten längs der drei Axen ihres Elastizitätsellipsoids genommen wird, wie eine etwas weiter gehende Ueberlegung des Gegenstandes ohne große Mühe an die Hand giebt.

§. 57. Ausdehnung der wasserförmigen Flüssigkeiten durch die Wärme.

Die zur Bestimmung der Ausdehnung fester Körper angewandten Apparate können bei flüssigen Körpern, der leichten Beweglichkeit ihrer Theile wegen, nicht mehr gebraucht werden. Deluc hat zu diesem Behufe das folgende Mittel in Bewegung gesetzt. Er nahm gewöhnlich wohl calibrirte Thermometerröhren mit angeblasenen Kugeln, füllte die Kugel und einen kleinen Theil der Röhre mit Quecksilber, dessen Gewicht er durch Wägen und Abzug der zuvor gewogenen leeren Röhre bestimmte. Hierauf füllte er in der gleichen Temperatur auch den bisher noch leer gebliebenen Theil der Röhre mit Quecksilber und suchte das Mehrgewicht des Ganzen auf. Hierdurch erhielt er eine sehr genaue Bestimmung des Röhrenraums in Vergleich zum Kugelraum. Nachdem dieses geschehen war, füllte er die verschiedenen Thermometergläser mit den verschiedenen wasserförmigen Flüssigkeiten, die er untersuchen wollte, und maß den Stand der Flüssigkeit in der Röhre bei zweierlei Temperaturen, wodurch er dann den aliquoten Theil erhielt, um welchen sich der Raum, den die Flüssigkeit in der niederern Temperatur annahm, in der höhern Temperatur vergrößert hatte. Da indessen zugleich auch das Gefäß, in welchem sich die Flüssigkeit befand, bei vermehrter Wärme einen größern Raum einnimmt, so konnte er auf diese Weise nur die relative Ausdehnung der wasserförmigen Flüssigkeiten auffinden, aus der sich aber die absolute Ausdehnung derselben erhalten läßt, wenn man auf die zu Ende der vorigen Vorlesung angezeigte Weise die kubische Ausdehnung des Glases zu der beobachteten relativen Ausdehnung der Flüssigkeit hinzu addirt.

Im Laufe solcher oder ähnlicher Versuche zeigt es sich, daß die wasserförmigen Flüssigkeiten in den Thermometerröhren um so tiefer stehen, je kälter

sie werden; nur das destillirte und von Luft befreite Wasser macht eine Ausnahme hievon, wie die folgenden an einem ähnlichen Apparat mit verhältnißmäßig großer Kugel von einem neuern Beobachter aufgefundenen Angaben zeigen.

Temperatur des Wassers in Centesimalgraden.	Stand des Wassers in der Röhre.	Reducirter Wasserstand.
0	48,75cm	48,75cm
1,56	39,25	42,79
3,5	31,25	39,19
4	30,3	39,38
5,25	29,17	41,09
5,75	29,12	42,17
8	32,25	50,41
9	36,25	56,68
12	56,25	82,49
16,25	89,25	126,14

Nach den in der zweiten Columne stehenden unmittelbaren Beobachtungen scheint es, als ob das Wasser in der Nähe von 5,75 Grad seinen kleinsten Raum einnähme; es ist dies aber nur die scheinbare Zusammenziehung des Wassers complicirt durch die Ausdehnung des Glases, in dem es sich befindet. Sucht man den Stand des Wassers auf, wie er wäre, wenn sich das Glas nicht ausdehnte, wozu das Verhältniß des Röhrenraums zum Kugelraum vorläufig aufgesucht worden sein muß, so ergeben sich für die gleichen Temperaturen die unter der dritten Columne stehenden Zahlen, welche zu erkennen geben, daß das Wasser in der Nähe von 4° seinen kleinsten Raum und in Folge seine größte Dichtigkeit annimmt.

Aus den vorstehenden Versuchen läßt sich ein anderer sehr merkwürdiger Umstand mit voller Klarheit erkennen, nämlich der, daß sich das im Thermometer, womit die Temperaturen bestimmt wurden, befindliche Quecksilber in ganz andern Verhältnissen ausdehnt, als das Wasser in seinem ähnlichen Behälter. Diese Ungleichförmigkeit der Ausdehnung bei den verschiedenen wasserförmigen Flüssigkeiten ließ sich schon aus den de Luc schen Versuchen mit aller Sicherheit entnehmen, und es fanden sich unter allen in seine Versuche aufgenommenen Flüssigkeiten keine zwei, deren Ausdehnungsgang völlig der gleiche gewesen wäre. Hieraus geht die Nothwendigkeit hervor, unter den zum Thermometer dienenden Flüssigkeiten eine geeignete Auswahl zu treffen. Man entschied sich für das Quecksilber als der zum Thermometer anwendbarsten wasserförmigen Flüssigkeit aus Gründen, von denen bald ausführlicher die Rede sein wird.

Dulong und Petit verfielen auf ein von den bis dahin gebrauchten sehr abweichendes Mittel, die absolute Ausdehnung des Quecksilbers unmittelbar

zu messen. Sie machten Gebrauch von dem schon oben vorgekommenen Satze, daß wenn in beiden Schenkeln einer communicirenden Röhre wasserförmige Flüssigkeiten von ungleichem specifischen Gewichte sich befinden, die Höhen derselben sich umgekehrt wie deren specifische Gewichte oder wie deren Dichtigkeiten verhalten müssen. Diesemnach umgaben sie die beiden Schenkel einer communicirenden Röhre mit Blechgefäßen, deren eines sie mit Schnee ausfüllten und deren anderes sie mit siedend heißem Wasser speisten. Das Quecksilber, womit sie zuvor die communicirenden Röhren angefüllt hatten und das vor der Füllung der Blechgefäße in beiden Schenkeln gleich hoch gestanden hatte, stieg nun in dem heißen höher an und sank in dem kälter gewordenen tiefer herab, und nun kam alles nur darauf an, die Höhen des Quecksilbers in den beiden ungleich warmen Schenkeln, nachdem diese eine völlig konstante Temperatur, die durch besondere Thermometer verfolgt wurde, erlangt hatten, mit aller nur möglichen Genauigkeit zu messen, wozu sie sich eines höchst genauen Maaßstabes bedienten. Auf diesem Wege fanden sie die absolute Ausdehnung des Quecksilbers, wenn es von 0°C bis 100°C erhitzt wird, gleich $\frac{1}{55,50}$ von seinem Raume bei 0°C. Ein ähnliches Verfahren läßt sich auch auf die meisten andern wasserförmigen Flüssigkeiten in Anwendung bringen; die größte Schwierigkeit dabei besteht darin, die Schenkel der communicirenden Röhre ihrer ganzen Länge nach längere Zeit hindurch in einer und derselben Temperatur zu erhalten.

Der Quotient $\frac{1}{55,5}$ oder $\frac{2}{111}$, welchen Dulong und Petit fanden, bezieht sich auf die absolute Ausdehnung des Quecksilbers, aus dem sich die scheinbare Ausdehnung des Quecksilbers in Glasgefäßen finden läßt, indem man von $\frac{2}{111}$ die kubische Ausdehnung des Glases subtrahirt. Dieselben Experimentatoren bestimmten jedoch diese scheinbare Ausdehnung des Quecksilbers im Glase noch besonders durch ein dem von de Luc angewandten ähnliches Verfahren, das aber eine größere Genauigkeit zu geben im Stande war, und fanden sie gleich $\frac{1}{64,80}$ oder $\frac{5}{324}$ von dem Raume, den es bei 0° einnahm.

Da $\frac{2}{111} = 0,018018$, $\frac{5}{324} = 0,015432$ ist, so ergiebt sich aus beiden die kubische Ausdehnung des Glases 0,002586 und hieraus die lineare gleich 0,000862, was mit den unmittelbaren Bestimmungen der linearen Ausdehnung des Glases gut zusammenstimmt.

Da eine genaue Kenntniß der Räume, die das Wasser in verschiedenen Temperaturen einnimmt, für alle Zweige der Naturwissenschaft von großer Wichtigkeit ist, so lasse ich eine Tabelle solcher Bestimmungen hier folgen, wie

sie von Despretz aus 19 Beobachtungen zwischen 4°C und 100°C durch Interpolation aufgestellt worden ist:

Temperatur.	Volumen.	Temperatur.	Volumen.	Temperatur.	Volumen.	Temperatur.	Volumen.
						76C	1,02631
4°C	1,0000000	28C	1,00374	52C	1,01297	77	1,02694
5	1,0000082	29	1,00403	53	1,01345	78	1,02761
6	1,0000309	30	1,00433	54	1,01395	79	1,02823
7	1,0000708	31	1,00463	55	1,01445	80	1,02885
8	1,0001216	32	1,00494	56	1,01495	81	1,02954
9	1,0001879	33	1,00525	57	1,01547	82	1,03022
10	1,0002684	34	1,00555	58	1,01597	83	1,03090
11	1,0003598	35	1,00593	59	1,01647	84	1,03156
12	1,0004723	36	1,00624	60	1,01698	85	1,03225
13	1,0005862	37	1,00661	61	1,01752	86	1,03295
14	1,0007146	38	1,00699	62	1,01809	87	1,03361
15	1,0008751	39	1,00734	63	1,01862	88	1,03430
16	1,0010215	40	1,00773	64	1,01913	89	1,03500
17	1,0012067	41	1,00812	65	1,01967	90	1,03566
18	1,00139	42	1,00853	66	1,02025	91	1,03639
19	1,00158	43	1,00894	67	1,02085	92	1,03710
20	1,00179	44	1,00938	68	1,02144	93	1,03782
21	1,00200	45	1,00985	69	1,02200	94	1,03852
22	1,00222	46	1,01020	70	1,02255	95	1,03925
23	1,00244	47	1,01067	71	1,02315	96	1,03999
24	1,00271	48	1,01109	72	1,02375	97	1,04077
25	1,00293	49	1,01157	73	1,02440	98	1,04153
26	1,00321	50	1,01205	74	1,02509	99	1,04228
27	1,00345	51	1,01248	75	1,02562	100	1,04315

Da die Dichtigkeit eines Körpers seinem jedesmaligen Raume umgekehrt proportional ist, so läßt sich aus der vorstehenden Tabelle die Dichtigkeit des reinen Wassers bei jeder Temperatur zwischen 4°C und 100°C immer leicht berechnen, was in vielen Fällen von großem Nutzen ist.

§. 58. Ausdehnung der luftförmigen Flüssigkeiten durch die Wärme.

Noch gegen das Ende des vorigen Jahrhunderts wichen die Angaben verschiedener Physiker über die Ausdehnung der Luft bei ihrem Wärmerwerden

so bedeutend von einander ab, daß in sie durchaus keine Uebereinstimmung zu bringen war. Dies kam daher, weil die verschiedenen Beobachter für vollkommene Trockenheit der von ihnen untersuchten Luft nicht genug Sorge trugen. Erst dem Chemiker Gay Lussac gelang es, unter sich gleich bleibende Resultate dadurch zu erhalten, daß er eine Röhre mit angeblasener Kugel, wie de Luc bei seinen Versuchen sich derselben bedient hatte, ganz mit Quecksilber füllte und dieses darin in's Sieden kommen ließ, um dadurch alle Feuchtigkeit von den Wänden des Glases zu verjagen. Durch dieses Quecksilber hindurch ließ er völlig trockene Luft in die Kugel seines Apparats treten, wobei er sich auf folgende Art zu helfen wußte. Er füllte eine weitere Glasröhre mit Stückchen Chlorcalcium und ließ mittelst eines Korks durch diesen und durch die Röhre hindurch einen sehr dünnen Eisendrath gehen, wie in der neben verzeichneten Figur zu ersehen ist. An die Röhre, worin das Quecksilber ausgekocht worden war, hatte er ebenfalls einen Kork aufgesteckt, der in das noch offene Ende dieser weiten Röhre paßte, und nun ließ er den dünnen Eisendrath durch das Quecksilber seiner Röhre gehen und steckte den an ihr befestigten Kork in das offene Ende der weiten Röhre ein. Hielt er nun die Röhre in vertikaler Richtung, so daß ihre Kugel die oberste Stellung einnahm, so fiel ein Theil des Quecksilbers aus der Kugel heraus in die weite, mit Chlorcalciumstücken gefüllte Röhre, und an dessen Stelle trat völlig trockene Luft, die zuvor zwischen den Chlorcalciumstücken sich befand. Mittelst Hin- und Herschieben des dünnen Eisendraths konnte er die Menge des noch in der Röhre übrig bleibenden Quecksilbers nach Gutdünken reguliren, wodurch er es leicht dahin bringen konnte, daß nur noch eine kurze Quecksilbersäule als Inder in der Röhre zurück blieb. Diesen Apparat brachte er nun in horizontaler Lage einmal in schmelzendes Eis und ein andermal in siedendes Wasser, und bemerkte jedesmal die Stelle, wo der Quecksilber-Inder stehen blieb. Hierdurch wurde es ihm leicht, die Raumzunahme zu berechnen, welche die Luft beim Uebergang von 0° C zu 100° C erfuhr; denn er hatte zuvor das Verhältniß des Röhrenraums zum Kugelraum möglichst genau aufgesucht. So ergab sich ihm die Ausdehnung der Luft von 0° C bis 100° C als 0,375 von dem Raume, den sie bei 0° einnahm. Diese Zahl ergab sich ihm als Mittelzahl von vielen, unter einander nur sehr wenig abweichenden Bestimmungen. Derselbe Gelehrte hatte noch auf einem von dem vorigen ganz verschiedenen Wege die Ausdehnung der Luft aufgesucht und dabei die Zahl 0,365 erhalten, gab indessen ersterer Zahl den Vorzug. Gay Lussac hatte auch gefunden, daß alle Luft, sie mag heißen wie sie wolle, wenn sie nur völlig trocken ist, um denselben aliquoten Theil sich ausdehnt.

Fig. 69.



Inzwischen hatte ein nordischer Physiker, Rudberg, Versuche über denselben Gegenstand angestellt und als Ausdehnungscoefficienten der trockenen Luft

zwischen denselben Temperaturgrenzen die Zahl 0,36457 erhalten; aber der durch andere glänzende Untersuchungen zu hohem Ansehen gekommene Name Gay Lussac's ließ die übrigen Physiker Europa's nicht anstehen, der von diesem Gelehrten empfohlenen Zahl 0,375 den Vorzug zu geben, und so kam es, daß diese Zahl fast in alle seitherigen Untersuchungen einging, wo es galt, die Raumvergrößerung der Luft in der Wärme durch Rechnung zu bestimmen.

Erst vor wenigen Jahren nahmen zwei jüngere Gelehrte, Magnus und Regnault, denselben Gegenstand mit einer außerordentlichen Sorgsamkeit wieder in die Hand. Ersterer fand bei atmosphärischer Luft als größten Werth 0,367899, als kleinsten 0,365032, als Mittel aus allen seinen Versuchen 0,366508. Regnault fand auf vier verschiedenen Wegen die Zahlen: 0,36629; 0,36633; 0,36678; 0,36665. Das Mittel ist: 0,3665 und dieses letztere Mittel kann als völlig richtiger Ausdehnungscoefficient der trockenen Luft angesehen werden. Magnus und Regnault dehnten ihre Versuche auch auf andere Luft, als die atmosphärische ist, aus, wobei sich ihnen bei den neben genannten Luftarten die hinter ihnen stehenden Zahlen ergaben:

	Magnus.	Regnault.
Wasserstoffgas	0,365659	0,36678
Kohlensäure	0,369087	0,36896
Schweflige Säure	0,385618	0,36696

Diese Angaben, welche unter einander und von dem für die atmosphärische Luft erhaltenen Ausdehnungscoefficienten allerdings beträchtlich abweichen, scheinen eben deswegen der von Gay Lussac aus seinen Versuchen gezogenen Folgerung, daß alle Luftarten sich ganz in der gleichen Weise ausdehnen, das Wort zu reden; denn die für Wasserstoffgas erhaltenen Zahlen weichen von der 0,3665 nicht um mehr ab, als auch die einzelnen von den beiden Beobachtern für die atmosphärische Luft gefundenen Zahlen unter einander, und die Kohlensäure, so wie die schweflige Säure scheinen dem Versuche größere Schwierigkeiten entgegen zu stellen, als es die meisten andern luftförmigen Körper thun, die zu dem argen Feind derartiger Bestimmungen, dem Wasser, keine so große Hinneigung haben.

Die Eigenschaft der trockenen Luftarten, sich in der Wärme auf ganz gleiche Weise auszudehnen, empfiehlt sie in hohem Grade zu thermometrischen Körpern, da sie bei gleich bleibendem Drucke durch ihre Ausdehnung die Temperatur gewissermaßen in absoluter Weise anzeigen, und der Einfluß eines etwa sich geändert habenden Druckes bei diesen Körpern sich sehr leicht und vollkommen genau mit Hülfe des Mariotte'schen Gesetzes ermitteln läßt. Auch benützte man sie in neuerer Zeit zu solchem Zwecke häufig da, wo man zu möglichst festen Bestimmungen zu gelangen strebte, in der Weise, daß man ein mit trockener Luft angefülltes Glasgefäß, dessen oberes Ende fein ausgezogen

Fig. 70.



und gebogen war, wie in der nebenstehenden Figur angedeutet worden ist, in die zu bestimmende Temperatur brachte und nachdem es diese Temperatur sicher angenommen hatte, dessen umgebogene Spitze in Quecksilber tauchte, das Ganze dann in eine bestimmte niedrige Temperatur brachte und von dem Quecksilber so viel als mochte, in das Gefäß übertreten ließ. Das Gewicht dieses Quecksilbers in Vergleich zu dem, wenn man das Glasgefäß ganz mit Quecksilber anfüllte, gab die Anhaltspunkte zur Bestimmung der höheren Temperatur her. Weil aber diese Bestimmung ziemlich mühselig ist, so gab man sich Mühe, den gleichen Zweck durch einfachere Mittel zu erreichen, und fand hierzu das Quecksilberthermometer am geeignetsten.

Sehr genaue Versuche lehrten nämlich, daß die Ausdehnung des Quecksilbers durch die Wärme völlig denselben Gang einhielt, wie die der Luft, von — 30°C bis + 100°C, daß man also das Quecksilberthermometer innerhalb solcher Temperaturen mit voller Sicherheit gebrauchen könne. Erst in höheren Temperaturen trat eine Abweichung ein, und zwar zeigte das Luftthermometer 198°,8 C und 294°,7 C, wo das Quecksilberthermometer 200°C und 300°C zeigte, so daß sich mit Einrechnung dieser Unterschiede der Gebrauch des Quecksilberthermometers noch bis an die Gränze von 300°C hinauf rechtfertigen läßt, und seine Angaben auf die des Luftthermometers zurückgeführt werden können.

Man hatte bei den Versuchen über die Ausdehnung der festen Körper wahrgenommen, daß diese Ausdehnung bis 100°C hin der des Quecksilbers im Quecksilberthermometer proportional lief, während die Ausdehnung anderer wasserförmiger Flüssigkeiten einen davon sehr verschiedenen Gang einhielt. Als man aber jene Versuche weiter trieb, konnte man sich überzeugen, daß die Ausdehnung der festen Körper, so wie die der wasserförmigen mit der Temperatur zunimmt, wie aus den folgenden von Dulong und Petit angestellten Versuchen hervorgeht.

Ausdehnung	des	Platins	von	0°C	bis	100°C	= 0,00088420
"	"	"	"	0°C	"	300°C	= 0,00275482
"	"	Glases	"	0°C	"	100°C	= 0,00086133
"	"	"	"	0°C	"	200°C	= 0,00184502
"	"	"	"	0°C	"	300°C	= 0,00303252
"	"	Eisens	"	0°C	"	100°C	= 0,00118210
"	"	"	"	0°C	"	300°C	= 0,00440528
"	"	Kupfers	"	0°C	"	100°C	= 0,00171820
"	"	"	"	0°C	"	300°C	= 0,00564972

Ob dieses Gesetz der größern Ausdehnung in höhern Temperaturen auch bei den Luftarten noch gültig sei, läßt sich in Ermanglung eines sichern Maaßstabes bei ihnen nicht wohl entscheiden.

§. 59. Anwendungen von der Ausdehnung der Körper.

Eine der wichtigsten Anwendungen, die man von der Ausdehnung der Körper durch die Wärme macht, ist die Herstellung eines Pendels, dessen Linse in allen Temperaturen den gleichen Abstand von seinem Aufhängepunkt beibehält, welches Pendel dann Compensations-Pendel genannt wird. Es besitzt die höchst schätzenswerthe Eigenschaft, daß alle seine Schwingungen völlig isochron sind. Man benützt hierzu das ungleiche Ausdehnungsvermögen der verschiedenen Metalle auf die folgende Weise. Der einen Pendelstange, an der vordem die Linse fest gemacht wurde, giebt man zu diesem Zwecke die neben verzeichnete Gestalt. a a′ b b′ (Fig. 71.) ist eine rechtwinkelig gebogene Stange von Stahl oder Eisen, deren unteres Ende b′ in einem metallenen Querstück b′c, das in seiner Mitte eine runde Oeffnung hat, festsitzt. Auf der andern Seite dieses Querstücks ist eine Stange c c′ von Zink festgeschraubt, die an ihrem obern Ende c′ an einem zweiten Querstück c′d befestigt ist, das auf seiner andern Seite d die Stange b b′ der größern Haltbarkeit halber lose umgreift, so daß es der Beweglichkeit der Stange b b′ kein Hinderniß in den Weg legt. In der Mitte dieses zweiten Querstücks ist die zweite Stange d d′ von Stahl fest angemacht, an deren anderm Ende b die Linse L des Pendels angebracht ist. Unter der Voraussetzung, daß die beiden Querstücke senkrecht auf der Richtung a d′ stehen, ist die Entfernung des Aufhängspunktes vom Schwerpunkt der Linse m aus den Längen der einzelnen Stäbe wie folgt zusammengesetzt:

Fig. 71.



$$am = aa' + bb' - cc' + dm$$

d. h. am besteht aus sämmtlichen mit dieser Richtung parallelen Eisenstäben weniger der Länge des zwischen den Stellen c und c′ befindlichen Zinkstabes, woraus sogleich hervorgeht, daß die Länge am in allen Temperaturen nur dann die gleiche sein kann, wenn die Verlängerung der Eisenstäbe a a′, b b′ und d m zusammengenommen stets der der Zinkstange c c′ gleich ist. Stellt nun α beim Eisen und β beim Zink den Bruch vor, um welchen sich die Längeneinheit durch Erwärmung um einen Grad in diesen Metallen vergrößert, so daß die Längeneinheit in diesen beiden Metallen bei einer Erwärmung um t Grade sich vermehrt um:

$$\alpha t \quad \text{und} \quad \beta t,$$

sonach die Längen $aa' + bb' + dm$ und cc' um:

$$(aa' + bb' + dm)\,\alpha t \text{ und } cc' \,.\, \beta t,$$

so wird zur Unveränderlichkeit der Länge am gefordert, daß bei jeglichem Werth von t sei:

$$(aa' + bb' + dm)\,\alpha t = cc' \,.\, \beta t,$$

oder:

$$(aa' + bb' + dm)\,\alpha = cc' \,.\, \beta \,. \qquad (1)$$

Wird dem Compensationspendel die unveränderliche Länge Λ vorgeschrieben, so muß bei 0° sein:

$$\Lambda = aa' + bb' + dm - cc'$$

und dadurch verwandelt sich die Gleichung (1) in:

$$(\Lambda + cc')\,\alpha = cc' \,.\, \beta$$

oder:

$$\Lambda \,.\, \alpha = cc'\,(\beta - \alpha), \qquad (2)$$

woraus man aus den bekannten Ausdehnungscoefficienten α und β und der gegebenen Pendellänge Λ die Länge der zur Compensation erforderlichen Zinkstange cc' berechnen und darnach die ganze Ausführung des Pendels bestimmen kann. Man muß die Verbindungsstellen der Stangen mit den Querstücken um kleine Strecken verstellbar einrichten, um dadurch an dem bereits fertigen Pendel durch Beobachtung der Anzahl seiner Schwingungen während eines Sterntags in sehr ungleichen Temperaturen die noch nöthigen Correctionen anbringen zu können, weil es sich bei diesen Beobachtungen gleich von vorn herein wohl nie als schon vollkommen richtig zeigen wird.

Man hat statt des Zinkes auch Quecksilber empfohlen, das sich seiner großen Ausdehnbarkeit halber ganz besonders zu solchem Zwecke empfiehlt. Man bringt das Quecksilber in ein weites Glasgefäß, das man als Linse des Pendels in eine Art Steigbügel, der an dessen Stange angebracht ist, setzt. Um die Schwankung der Quecksilber-Oberfläche während der Bewegung des Pendels zu verhüten, läßt man eine in das Glasgefäß gehende Eisen- oder Stahlplatte mit der erforderlichen Stärke gegen das Quecksilber sich andrücken.

Die ungleich starke Ausdehnung der verschiedenen Metalle durch die Wärme hat noch Anwendungen anderer Art gefunden. Werden zwei Streifen von ungleich sich ausdehnenden Metallen ihrer Länge nach übereinander gelegt und durch Nieten, Löthen oder sonst wie fest mit einander vereinigt, so erlangen diese vereinigten Streifen die Eigenschaft, bei eintretender Erwärmung oder Erkältung ihre Form zu verändern; das ausdehnbarere wird in größerer Wärme länger als das andere; weil aber beide fest miteinander vereinigt sind, so wird dadurch das Ganze gezwungen, sich zu krümmen in solcher Weise, wodurch das Verlangen der beiden Streifen nach ungleicher Länge befriedigt werden kann. Waren z. B. die vereinigten Streifen ursprünglich geradlinig, so werden sie bei eintretender Erwärmung eine Kreisform annehmen, wobei das ausdehnbarere vom Mittelpunkte entfernter, das minder ausdehnbare dem Mittelpunkte näher zu liegen kommt, und bei eintretender Erkältung wird die Krümmung nach der andern Seite hin erfolgen müssen. Diese Krümmung wird um so größer, je größer die Aenderung der Temperatur ist, und bei ur-

sprünglich schon gekrümmten Streifen wird die Krümmung stärker oder schwächer, ihrer ungleichen Ausdehnung entsprechend. Man könnte auch dieses Mittel zur Herstellung eines Compensationspendels benützen; vorzugsweise aber wird es in Chronometern dazu benützt, um die Masse des durch die Spiralfeder in Bewegung gesetzten Ringes in den Unruhen der Axe theilweise zu nähern oder von der Axe weiter zu entfernen, je nachdem die Feder durch Erwärmen schwächer oder durch Erkälten stärker wird, und so stets dasselbe Verhältniß zwischen Kraft und Last herzustellen.

Aus den eben beschriebenen verbundenen Streifen von ungleich stark sich ausdehnenden Metallen hat man auch Thermometer in Taschenuhrform gebildet. Ein gewöhnlich aus Kupfer und Stahl zusammengesetzter Streifen dieser Art wird zweckmäßig gebogen und an seinem einen Ende auf der Platte im Uhrgehäuse fest geschraubt. Gegen sein anderes freies Ende drückt sich der kurze Arm eines Hebels an, und dessen langer, am Ende gezahnter Arm greift in ein gezahntes Rädchen ein, das auf der mitten auf jener Platte angebrachten Axe sitzt, die nach dem Zifferblatte hinführt, auf welchem die Grade des Thermometers aufgetragen sind, und hier durch einen leichten an der Axe befestigten Zeiger angegeben werden. Solche Thermometer haben vor den gewöhnlichen, denen sie ihre Scalen doch abborgen müssen, keinerlei Vorzüge, und sind mehr ein Gegenstand der Liebhaberei. In der Form aber, die ihnen Breguet gegeben hat, wobei sie vorfallende Temperaturänderungen augenblicklich anzuzeigen vermögen, erlangen sie für die Wissenschaft eine größere Bedeutung und sind oft durch keine andere Art von Thermometern zu ersetzen. Breguet walzte schmale Streifen von Silber und Platin mit zwischengelegtem Golde zur Dünne von $^1/_{50}$ Millimeter aus, bog diese dünnen Bänder schraubenförmig zusammen, klemmte das obere Ende dieser Schraubenwindungen in einen rechtwinkelig gebogenen Arm fest ein, und versah deren unteres Ende mit einem äußerst leichten Zeiger, der über einem Kreise sich bewegte, auf dem die Scala des Thermometers aufgetragen war.

Dieses Thermometer zeigt wegen seiner so sehr geringen Masse vorübergehende Temperaturänderungen augenblicklich und in ihrer vollen Stärke an, weshalb man es mit großem Vortheil zum Beobachten des Auftretens von Wärme oder Kälte beim Verdichten und Verdünnen der Luft gebrauchen kann.

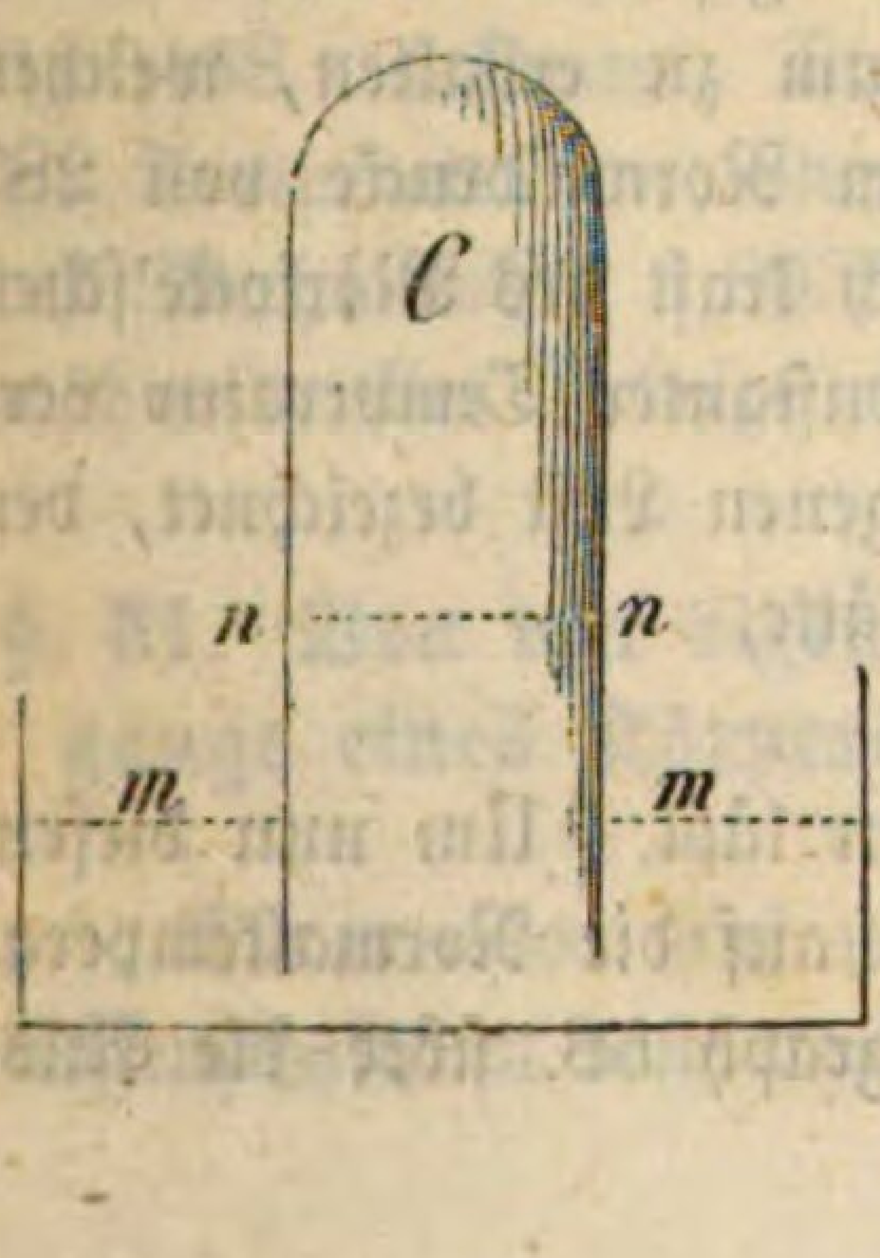
Eine genauere Kenntniß von der relativen Ausdehnung fester Körper durch die Wärme ist auch da nöthig, wo Röhren oder Stangen, wie z. B. die Schienen auf den Eisenbahnen, in großer Ausdehnung gelegt werden sollen, um darnach die Vorkehrungen bemessen zu können, welche getroffen werden müssen, um ein Deformiren der Bestandtheile durch Zug oder Druck zu verhüten. Bei den Schienen auf Eisenbahnen genügt es, zu diesem Ende zwischen je zweien den erforderlichen Zwischenraum zu lassen; bei Röhrenlei-

tungen aber muß man häufig stellenweise Theile einschalten, die den Röhren kurze Bewegungen gestatten, ohne daß dabei deren Verschluß beeinträchtigt wird.

§. 60. Anwendungen von der Ausdehnung flüssiger Körper.

Die Ausdehnung flüssiger Körper wird häufig zu thermoskopischen Zwecken benützt, wie schon früher an einigen Stellen angeführt worden ist. Bei der Anfertigung eines möglichst vollkommenen Thermometers hat man auf mancherlei Umstände Rücksicht zu nehmen, von denen später noch in einem eigenen Artikel die Rede sein wird. Hier werden wir uns daher vorzugsweise auf die Maßregeln beschränken, welche man zu beobachten hat, um einen vorliegenden luftförmigen Körper seiner Quantität nach mit Sicherheit bestimmen zu können. Es ist dieß eine Aufgabe, die in der Physik sowohl wie in der Chemie sehr häufig wiederkehrt, und dieses Geschäft verlangt große Aufmerksamkeit, wenn es seinen Zweck vollkommen erreichen soll, nicht nur weil der Raum, den ein bestimmtes Quantum Luft einnimmt, bei eintretender Temperaturänderung ein beträchtlich anderer wird, also sich gleichsam unter der Hand verwandelt, sondern noch mehr, weil dieser Raum so sehr abhängig von der Größe des Druckes ist, unter dem sich die Luft befindet. Hat man daher auch den Raum gemessen, den eine vorgelegte Luft einnimmt, so giebt dieser für sich genommen doch noch nicht die eigentliche Quantität dieser Luft zu erkennen, wenn man nicht zugleich auch den Druck kennt, dem sie ausgesetzt ist, und die Temperatur, bei welcher ihr Raum gemessen worden ist. Aus diesem Grunde darf man nie übersehen, daß zu einer nur einigermaßen genauen Bestimmung eines vorliegenden Luftquantums neben der Kenntniß des von ihr eingenommenen Raumes auch noch die des Druckes und der Temperatur, unter welchem es geschieht, erforderlich ist; weil aber solche aus drei veränderlichen Faktoren zusammengesetzte Angaben dem Leser eine Vergleichung gar zu sehr erschweren müßten, so sind die Experimentatoren darin übereingekommen, das Luftquantum stets auf einen und denselben Druck (Normaldruck), so wie auf eine und dieselbe Temperatur (Normaltemperatur) zurückzuführen. Zum Normaldruck hat man den von 28 Pariser Zollen beim Fußmaaß, oder den von 0,^{m}76 beim Metermaaß genommen, welche beide nahehin die gleichen sind, und als Normaltemperatur hat man die von 0°C festgesetzt. Wir werden nun an einem Beispiele zeigen, wie sich diese Reduction jederzeit bewerkstelligen läßt.

Fig. 72.



Wir nehmen an, daß das zu bestimmende Luftquantum in einem calibrirten Glascylinder C (Fig. 72.) aufgefangen worden sei und die Flüssig-

keit bis nn herabgetrieben habe, während die Oberfläche der Flüssigkeit außerhalb des Cylinders bei mm steht. Man wartet nun, bis die Oberfläche nn völlig unveränderlich geworden ist, liest dann den Raum R oberhalb nn an dem calibrirten Cylinder ab und zeichnet gleichzeitig den Stand eines in der Nähe befindlichen Thermometers so wie den eines in dem Zimmer aufgehängten Barometers auf. Der Stand des Thermometers, welches wir hunderttheilig voraussetzen, sei t°, der des Barometers H″. Zuletzt mißt man die lothrechte Erhebung der Oberfläche nn über die mm möglichst genau, sie sei h″. Aus diesen Daten erschließt nun der Beobachter das auf den Normaldruck und die Normaltemperatur reducirte Quantum der aufgefangenen Luftmenge in folgender Weise. Erstlich, was den Druck betrifft, dem die in C befindliche Luft ausgesetzt ist, so geht aus dem oben über den Druck der Flüssigkeiten Gesagten hervor, daß er dem Drucke der äußern Luft weniger dem Druck der Flüssigkeit, unter welcher die Luft aufgefangen worden ist, wie dieser sich in der lothrechten Tiefe zwischen nn und mm erzeugt, gleich ist. Hier nun sind zweierlei Fälle zu unterscheiden. Ist die Luft unter Quecksilber aufgefangen worden, so entspricht der Druck der Flüssigkeit zwischen nn und mm der Quecksilberhöhe h″, und es wird der Druck der aufgefangenen Luft durch die Quecksilberhöhe H″ — h″ angezeigt. Ist aber die Luft unter einer andern Flüssigkeit aufgefangen worden, so wird der Druck der Flüssigkeit zwischen nn und mm in dem Maaße geringer als der von Quecksilber, als ihre Dichtigkeit geringer als die des Quecksilbers ist. Stellt also S das specifische Gewicht des Quecksilbers vor, s das der Flüssigkeit, unter der man die Luft aufgefangen hat, und schreibt man die Proportion

$$S : s = h'' : x$$

an, so giebt $x = \frac{s}{S} h''$ den Druck der Flüssigkeit zwischen nn und mm an, und dann befindet sich die Luft oberhalb nn unter einem Drucke von der Quecksilberhöhe $H'' - \frac{s}{S} h''$.

Diesen Druck sowohl, wie den im vorigen Falle gefundenen H″ — h″, wollen wir durch $\mathfrak{H}''$ bezeichnen. Um nun den Raum zu erhalten, welchen die unter dem Drucke $\mathfrak{H}''$ aufgefangene Luft bei dem Normaldrucke von 28″ einnehmen würde, hat man blos zu erwägen, daß sich kraft des Mariotte'schen Gesetzes die Drucke umgekehrt wie die Räume bei constanter Temperatur verhalten, daß also, wenn R′ den Raum der aufgefangenen Luft bezeichnet, den diese bei dem Normaldrucke von 28″ eingenommen hätte,

$$28'' : \mathfrak{H}'' = R : R'$$

ist, woraus sich der Raum R′ durch Rechnung finden läßt. Um nun diesen, dem Normaldruck entsprechenden Raum R′ auch noch auf die Normaltemperatur 0°C überzutragen, hat man blos das in Paragraph 58. über die Aus-

dehnung trockener Luft Gesagte zu berücksichtigen, wornach der Raum 1 von trockener Luft bei 0°C in einer Temperatur von 100°C um 0,3665 zunimmt, wobei aus den Versuchen selbst hervorging, daß die Raumvermehrung den Zuwächsen der durch das Quecksilberthermometer gemessenen Temperaturen innerhalb dieser Grenzen stets proportional bleibt, so daß die einer Temperatur von 1°C entsprechende Raumvermehrung 0,003665 und die einer Temperatur-Erhöhung von t°C entsprechende 0,003665 . t ist. Es geht sonach der Raum 1 bei 0°C in der Temperatur t° über in 1 + 0,003665 . t und dieß genügt, den Raum R′ der bei t° aufgefangenen Luft, welcher dem Normaldrucke entspricht, in den zur Normaltemperatur 0° gehörigen bei dem gleichen Drucke überzuführen; man hat zu diesem Zwecke blos die Proportion

$$(1 + 0{,}003665 \, . \, t) : 1 = R' : R''$$

anzusetzen, wo sich dann für R″ der auf den Normaldruck und die Normaltemperatur reducirte Raum der aufgefangenen Luft ergiebt. Hierbei kann man bemerken, daß man der Bequemlichkeit der Rechnung wegen häufig anstatt des Verhältnisses (1 + 0,003665 . t) : 1 das 1 : 1 — 0,003665 . t nimmt, was bei mittleren Temperaturen kein fühlbar anderes Resultat liefert, und um so mehr für alle gewöhnlichen Lufttemperaturen gebraucht werden kann, als bei viel größern Temperaturunterschieden ohnehin die Raumvermehrung nicht mehr den Angaben des Quecksilberthermometers proportional genommen werden dürfte, und schon deßwegen jener Ansatz ein anderer werden müßte.

Vorstehende Reduction des Luftraums auf die Normaltemperatur ist der größern Bequemlichkeit halber unter Voraussetzung eines hunderttheiligen Thermometers vorgenommen worden, sie geht aber eben so von Statten, wenn man irgend ein anderes Thermometer den Beobachtungen zu Grunde legt, nur muß dann diesem entsprechend der zu t gehörige Faktor erst aufgesucht werden. Dieser Faktor hat die einem Grade des gebrauchten Thermometers entsprechende Raumvermehrung auszudrücken; ist also z. B. das zugezogene Thermometer ein Reaumur'sches, so entspricht die Raumvermehrung 0,3665 bei diesem 80 von seinen Graden, so daß bei ihm auf einen Grad die der Raumeinheit entsprechende Raumvermehrung 0,00458, also auf t von seinen Graden die 0,00458 . t kommt. Diesem zur Folge muß bei obiger Reduction, wenn man die Temperatur an einem Reaumurschen Thermometer beobachtet hat, statt des Verhältnisses 1,003665 . t : 1 das 1,00458 . t : 1 genommen werden, während alles Uebrige ohne die geringste Aenderung dasselbe bleibt.

§. 61. Von den eigenthümlichen Wärmeerscheinungen bei dem Uebergange eines Körpers aus einem Aggregatzustande in den andern.

Die meisten auf unserer Erde vorkommenden festen Körper besitzen die Eigenschaft, in den wasserförmig flüssigen Zustand überzugehen, wenn Wärme

in hinreichender Menge in sie eindringt; wir sagen dann, sie schmelzen. Sehr viele wasserförmige Flüssigkeiten kommen, wenn Wärme in dem erforderlichen Maaße Zugang zu ihnen findet, in einen Zustand, wobei sie sich in Luft verwandeln, die aus ihrer Tiefe in Blasenform bis zu ihrer Oberfläche ansteigt und hier in die angränzende Luft übergeht; wir sagen dann, sie sieden. Bei diesen Hergängen finden sehr merkwürdige Wärmeerscheinungen statt, über die wir uns jetzt besprechen wollen. —

Bringt man mit einem jener festen Körper, wie z. B. Eis, ein Thermometer in Verbindung, während Wärme in ihn eingeht, so bemerkt man, wenn das Eis aus der Kälte in ein geheiztes Zimmer getragen wird, daß das Quecksilber im Thermometer höher ansteigt, bis zu einem Punkte hin, den man sich auf seiner Scala anmerken kann; hier aber bleibt es unverrückt stehen, wie stark man auch das Zimmer heizen lassen mag. Gleichzeitig wird man jedoch gewahr, daß sich aus dem festen Körper eine wasserförmige Flüssigkeit erzeugt, die in um so größerer Menge auftritt, je länger man Wärme in das Eis eintreten läßt, bis am Ende die letzte Spur des festen Körpers verschwunden ist. — Eine dieser analoge Erscheinung liefert auch eine wasserförmige Flüssigkeit, die in einem Gefäße enthalten ist und in's Sieden gebracht wird, wie z. B. Wasser, wenn man in dasselbe ein Thermometer stellt und unter dasselbe eine Weingeistflamme setzt. Anfänglich steigt das Quecksilber immer höher in der Thermometerröhre; setzt man aber die Erhitzung der Flüssigkeit fort, bis die Erscheinung ihres Siedens eintritt, so wird das Quecksilber im Thermometer unverrückt an der Stelle stehen bleiben, wo es sich beim Eintritt der innern Bewegung im Wasser gerade befindet, wie lange man auch das Sieden unterhalten mag. Gleichzeitig wird man indessen sich überzeugen können, daß die wasserförmige Flüssigkeit in Luftform, wobei sie den Namen Dampf erhält, nach und nach in die angränzende Luft übergeht, und dieser Hergang kann so lange fortgesetzt werden, bis zuletzt alle Spur der wasserförmigen Flüssigkeit verschwunden ist.

Aus solchen Erscheinungen läßt sich der Schluß ziehen, daß der feste Körper bei seinem Uebergang in den wasserförmigen Zustand, der wasserförmige Körper bei seinem Uebergange in den Luftzustand eine gewisse Menge Wärme in sich aufnimmt, deren Gegenwart nach der Aufnahme von dem Thermometer nicht mehr angezeigt wird, und überhaupt in der Verbindung auf keine Weise nach außen hin sich fühlbar macht, als durch den neuen Aggregatzustand, den diese Verbindung angenommen hat. Die Wärme ist während der Dauer dieses neuen Zustandes ein ihm wesentlich inhärirender Bestandtheil geworden, der für sich eben so wenig in die äußere Erscheinung fallen kann, wie die einzelnen Bestandtheile von einem chemischen Gemische vor der Scheidung; sie ist durch die neue Aggregatform des Körpers gleichsam chemisch gebunden worden, und aus diesem Grunde hat man ihr den Namen der

gebundenen Wärme gegeben, während die auf das Thermometer oder das Gefühl einwirkende im Gegensatze zu ihr freie Wärme genannt wird. Die gebundene und dadurch für unsere Wahrnehmung verschwundene Wärme kann nur dadurch aufs Neue zur äußeren Erscheinung gelangen, wenn der Körper durch irgend eine äußere Veranlassung gezwungen wird, seinen neuen Aggregatzustand wieder gegen den umzutauschen, den er zuvor inne hatte, wo sie dann unverhofft, ein deus ex machina, sich als äußerer Gegenstand zu erkennen giebt; wir sagen dann, die Wärme sei entbunden worden. Entbundene Wärme ist nach dem Akte ihrer Entbindung keine andere, als freie Wärme, so wie nach der Zerlegung eines chemischen Gemisches jeder einzelne Bestandtheil wieder als ein freier, selbstständiger Körper zum Vorschein kommt. Die im Akte des Bindens verschwindende und die im Akte des Entbindens sich wieder geltend machende Wärme ist ihrer Menge nach stets die gleiche.

Man kann das Entbinden von Wärme auf eine sehr einfache und lehrreiche Weise zur Anschauung bringen, wenn man im Winter bei strenger Kälte ein Gefäß mit Wasser, in das man ein Thermometer eingesenkt hat, aus dem geheizten Zimmer ins Freie bringt und hier an einen Ort hinsetzt, der vor Wind und Erschütterungen anderer Art gänzlich geschützt ist. Das Quecksilber des im Wasser stehenden Thermometers wird sinken und bald bis zu der Stelle hin gelangen, bei welcher es im schmelzenden Eise stehen geblieben war. Darum aber wird man noch kein Eis entstehen sehen, vielmehr wird das Quecksilber im Thermometer fort und fort noch tiefer sinken. Ist auf diese Weise das Quecksilber um 4 oder 5 Grade unter jene Stelle gesunken, und schlägt man jetzt mit einem leichten Körper, einem Holzstäbchen oder einem kleinen Schlüsselchen, gegen das Glasgefäß, um es in Erschütterung zu bringen, so wird in demselben Augenblicke das Quecksilber im Thermometer rasch der erwähnten Stelle zueilen und bei ihr stehen bleiben, gleichzeitig aber wird man die Entstehung von Eisnadeln in dem Wasser wahrnehmen können. Daß das Quecksilber, wenn es bis zu der gedachten Stelle gesunken ist, nicht stehen bleibt und sich kein Eis erzeugt, scheint anzudeuten, daß die kleinsten Theilchen eines Körpers bei seinem Uebergange aus einem Aggregatzustande in den andern ihre gegenseitigen Stellungen zu einander abändern müssen, wozu eine Kraft erfordert wird, ohne welche sie den neuen Zustand nicht annehmen können. Die geringe hierzu nöthige Kraft giebt in unserm Falle ohne Zweifel die absichtlich verursachte unbedeutende Erschütterung her, sie entwickelt sich von selber aus dem Innern des Körpers, wenn man dessen Erkältung weit genug fortsetzt und das Quecksilber bis zu der dazu erforderlichen Tiefe gesunken ist. Woher aber diese Kraft auch kommen mag, so verwandelt sie einen Theil des Wassers in festes Eis, wodurch ein entsprechender Antheil von gebundener Wärme frei wird, der das Thermometer bis zur

besprochenen Stelle treibt. Weiter kann sein Ansteigen nicht erfolgen, weil auf diesem Punkte die zu einer weiter fortgesetzten Eisbildung nothwendige Erkältung fehlt; aber die aus dem Glasgefäße in die es umgebende kältere Luft allmählig übergehende Wärme wird Ursache, daß sich die Eisbildung im Gefäße langsam fortsetzt, ohne daß dabei das Thermometer den einmal angenommenen Stand verläßt, auf so lange wenigstens, bis alles Wasser im Gefäße zu Eis geworden ist. Aus diesem letztern Umstande geht hervor, daß die Gegenwart des Eises im Wasser allein schon hinreichend ist, den Wassertheilchen jene bewegende Kraft mitzutheilen, der sie zum Festwerden bedürfen, und in der That kann man die plötzliche Eisbildung, wozu vorhin eine kleine Erschütterung benützt worden ist, auch dadurch zu Stande bringen, daß man das kleinste Eispartikelchen in das Wasser herabfallen läßt, weßhalb der hier beschriebene Versuch auch an solchen Tagen nicht gelingt, wo kleine Eistheilchen in der Luft schweben, wie es zuweilen an sehr kalten Tagen der Fall ist.

Wenn man eine abgewogene Menge Wassers in eine Retorte bringt und zum Sieden erhitzt, während der Retortenhals in kaltes Wasser ragt, so geht das luftförmige Wasser aus der Retorte in das kalte Wasser über und schlägt sich hier wieder wasserförmig nieder. Hierbei erhitzt sich das kalte Wasser weit stärker, als durch eine an Gewicht dem übergegangenen Dampfe gleiche Menge siedenden Wassers geschehen könnte, wovon man sich leicht überzeugen kann, wenn man durch wiederholtes Abwägen der Retorte die Menge des übergegangenen Dampfes zu bestimmen sucht. Diese außergewöhnlich große Erwärmungsfähigkeit des Wasserdampfes rührt von der Wärme her, die aus ihm bei seinem Rückgang in den tropfbaren Zustand entbunden wird; in ihr liegt die Anwendbarkeit des Wasserdampfes zum Kochen und Heizen. Die Menge Wärme, welche beim Uebergange eines festen Körpers in einen wasserförmig flüssigen, oder beim Uebergang des letztgenannten in den luftförmigen Zustand gebunden wird, ist nicht unbeträchtlich; man hat durch Versuche gefunden, daß die Menge Wärme, wodurch ein Pfund Eis in eiskaltes Wasser verwandelt wird, fähig ist, $^3/_4$ Pfund eiskaltes Wasser siedend heiß zu machen, und ferner, daß die Menge Wärme, wodurch ein Pfund siedend heißes Wasser in gleich heißen Dampf umgewandelt wird, im Stande ist, $5^1/_2$ Pfund eiskaltes Wasser siedend heiß zu machen.

Wir haben bisher die Ueberführung wasserförmiger Flüssigkeiten in die Luftform, wo sie dann den Namen Dampf annehmen, unter Umständen kennen gelernt, wo sie durch den Hinzutritt von Wärme in's Sieden gebracht werden und die Dampfbildung rasch von Statten geht. Es bildet sich jedoch an der Oberfläche solcher Flüssigkeiten schon in gewöhnlicher Temperatur fortwährend Dampf, der die zu seinem Entstehen erforderliche Wärme in sich aufnehmen muß, aber eben deswegen sehr langsam erzeugt wird, da die nöthige Wärme unter den jetzigen Umständen ihm nur allmählig und in geringem

Maaße zugeführt werden kann. Nichts desto weniger wird durch diese spärliche Verdampfung doch die Temperatur der Umgebung, in welcher sie Statt hat, erniedrigt; von ihr rührt die Frische her, welche man im hohen Sommer in der Nähe von Flüssen, Seen u. dgl. wahrnimmt, so wie die Kühle, welche man bei großer Tageshitze auf den Straßen oder in den Zimmern durch Besprengen derselben mit verdampfbaren Flüssigkeiten zu erreichen sucht. Dahin gehören auch die porösen Thongefäße, mittelst welcher man in Spanien das Wasser kühl erhält, indem das Wasser zum Theil durch die porösen Wände hindurch dringt, und dann eine größere Oberfläche zur Verdampfung darbietet, welche noch dadurch unterstützt wird, daß man diese Thongefäße, Alcarazas, an solchen Orten aufhängt, wo fortwährender Luftzug ist, wie z. B. in Kaminen, so daß stets neue trockene Luft mit dem Wasser in Berührung kommt.

Die Verdampfung in gewöhnlicher Temperatur geht um so rascher vor sich, je geringer der Luftdruck ist, der auf der verdampfenden Flüssigkeit lastet; daher kann man im Sommer durch rasche Verdünstung des Schwefeläthers Wasser zum Gefrieren bringen und in Wollastons Kryophor gefriert es in Folge seiner eigenen Verdampfung.

Durch Verdampfung von Schwefelkohlenstoff oder flüssiger schwefliger Säure kann man Quecksilber zum Gefrieren bringen, welche Wirkung ebenfalls durch Verminderung des Luftdruckes verstärkt wird.

Man kommt öfters in den Fall, eine constante Temperatur zu unterhalten, die von der des siedenden Wassers verschieden ist; in solchen Fällen wird man aus folgender von Legrand gegebenen Tabelle sich Rath erholen können, in welcher die Siedetemperaturen von verschiedenen gesättigten Salzauflösungen angegeben sind.

Benennung der Lösungen.	Siede-Temperatur.	Anzahl der Theile des Salzes, welche 100 Theile Wasser sättigen.
Chlorsaures Kali	104,°2	61,5
Chlorbarium	104,4	60,1
Kohlensaures Natrum	104,6	48,5
Phosphorsaures Natrum	106,5	113,2
Chlorkalium	108,3	59,4
Chlornatrium	108,4	41,2
Salzsaures Ammoniak	114,2	88,9
Neutrales weinsteinsaures Kali	114,67	269,2
Salpetersaures Kali	115,9	335,1
Chlorstrontium	117,6	117,5
Salpetersaures Natrum	121,0	224,8
Essigsaures Natrum	124,37	209,0
Kohlensaures Kali	133,0	205,0
Salpetersaurer Kalk	151,0	362,2
Essigsaures Kali	169,0	798,2
Chlorcalcium	179,5	325,0
Salpetersaures Ammoniak	180,0	unendlich.

Rudberg hat gefunden, daß die Temperatur der aus allen solchen Salzauflösungen aufsteigenden Wasserdämpfe völlig die gleiche ist, wie die bei gleichem Drucke aus reinem Wasser aufsteigenden.

§. 62. Von den Kälte erzeugenden Mitteln.

Wir besitzen in dem Feuer, das sich beim Verbrennungsprozesse ausscheidet, so wie in der strömenden Elektricität sehr einfache und fast immer gleich zur Hand liegende Mittel, wodurch sich die Erhitzung eines Körpers schier nach Belieben weit treiben läßt; entlegener und mit mehr Umständen bei ihrem Gebrauche verknüpft sind jene Mittel, wodurch man einem Körper die in ihm enthaltene Wärme in hohem Grade entziehen kann. Diese letztern, von welchen schon einige in dem vorigen Paragraph angegeben worden sind, stützen sich sämmtlich auf die Natur der gebundenen Wärme und lassen sich deswegen in zwei Klassen theilen. Entweder wird durch sie ein fester Körper veranlaßt, die flüssige Form anzunehmen, wobei er Wärme bindet, die er seiner Umgebung entzieht und eben dadurch diese erkältet; oder es wird durch sie ein wasserförmiger Körper in die Lage gebracht, wobei er rasch die Luftform annimmt, und in Folge dessen eine große Menge Wärme in sich aufnimmt, die er aus seiner Umgebung herholt, in Folge dessen diese erkältet wird. Da die künstliche Erkältung eines Körpers nicht blos ein wissenschaftliches Interesse hat, sondern auch nicht selten zu technischen Zwecken gefordert wird, so werden wir in Bezug auf jede der beiden Klassen Kälte erzeugender Mittel noch mehr ins Einzelne eingehen.

Tabelle
der vorzüglichsten Kälte erzeugenden Mittel der ersten Art.

Bestandtheile der Mischung in Gewichts-Theilen.	Während der Mischung fällt die Temperatur von
3 Salmiak, 5 Salpeter, 16 Wasser	+ 10° R bis — 10° R
3 Glaubersalz, 2 Salpetersäure	+ 10° R „ — 12° R
8 Glaubersalz, 5 Salzsäure	+ 10° R „ — 14° R
1 Schnee, 1 Kochsalz	0° R „ — 14° R
3 salzsaurer Kalk, 2 Schnee	0° R „ — 36° R
1 Schnee, 1 Schwefelsäure	— 5° R „ — 41° R
1 Schnee, 1 Salpetersäure	— 14° R „ — 35° R
2 salzsaurer Kalk, 1 Schnee	— 14° R „ — 44° R

Soll die Kälte erzeugende Mischung ihre größte Wirkung leisten, so muß man dafür Sorge tragen, daß sie möglichst schnell vor sich gehe; daher hat

man den festen Bestandtheilen zuvor die Pulverform zu geben, und die Vereinigung derselben mit den flüssigen Bestandtheilen durch fortwährendes Umrühren zu begünstigen. Auch hat man alles zu vermeiden, wodurch die während der Mischung gebildete Kälte durch eine Wirkung der entgegengesetzten Art gemindert werden könnte. So entsteht bekanntlich Hitze, wenn man concentrirte Schwefelsäure zu Wasser gießt, deßhalb muß die Schwefelsäure in jenen Mischungen zuvor schon gerade mit so viel Wasser vereinigt worden sein, daß sie sich mit mehr Wasser nicht weiter erhitzt. Ferner erhitzen sich wasserfreie Salze, während sie Krystallwasser aufnehmen, daher muß bei jenen Mischungen solchen Salzen, welche Krystallwasser in sich aufzunehmen vermögen, dieses zuvor gegeben worden sein. Oft bedient man sich gleichzeitig zweier von den oben angegebenen Mischungen oder auch nur einer einzigen von ihnen in doppelter Weise. Die eine hat blos zum Zwecke, die Bestandtheile der andern vorläufig möglichst zu erkälten, um bei der darauf folgenden Mischung dieser Bestandtheile einen sehr hohen Grad der Erkaltung zu erhalten. Dergleichen Maßregeln darf man namentlich da nicht vernachlässigen, wo kein großer Ueberschuß an Kälte für die beabsichtigte Wirkung vorhanden ist und wo man nicht mit großen Massen der Bestandtheile operirt, so daß ein beträchtlicher Uebergang von Wärme in die Mischung von außen zu fürchten steht.

Ungleich wirksamer als die vorstehenden Mittel der ersten Art sind aber die der zweiten Art, wenn sie unter Umständen in Anwendung gebracht werden, wobei die Dampfbildung mit ungewöhnlicher Schnelligkeit geschieht, wie insbesondere da der Fall ist, wo luftförmige Körper nur durch großen Druck zur Annahme des wasserförmigen Zustandes bewogen werden konnten. Besonders merkwürdig in dieser Beziehung sind die durch Thilorier's Arbeiten bekannter gewordenen Wirkungen der in den wasserförmigen Zustand übergeführten Kohlensäure. Ein in ein Gläschen hineingeleiteter Strahl dieser wasserförmigen Flüssigkeit bringt darin eine so außerordentliche Kälte hervor (die von dem Experimentator auf — 100 °C geschätzt worden war), daß sich in dem Gläschen eine Menge weißer Flocken erzeugen, die nichts anders als fest gewordene Kohlensäure waren. Diese Versuche selber waren mit Gefahr verknüpft und ein Gehülfe Thilorier's fand beim Gebrauche eines der in Paris hierzu benützten Apparate seinen Tod. Seitdem hat man an jenem Apparate Veränderungen angebracht, wodurch er weniger Gefahr drohend wird und man doch hinreichend große Mengen von flüssiger sowohl wie fester Kohlensäure erhalten kann. Am bequemsten bedient man sich zu den Erkältungsversuchen einer Mischung von wasserförmiger oder fester Kohlensäure mit Schwefeläther. Man kann indessen Quecksilber auch schon dadurch zum Gefrieren bringen, daß man die Kugel eines gewöhnlichen Thermometers mit Baumwolle umwickelt, darauf wasserförmige schweflige Säure tröpfelt und diese der Verdampfung in trockener, kalter Luft aussetzt. Das Quecksilber

sinkt allmählig bis — 36°C, zieht sich hierauf schnell gegen die Kugel hin, auch wohl in diese selbst zurück, in der es sodann ein fester Körper geworden ist. Gießt man diese schweflige Säure behutsam auf Wasser, so entsteht in diesem augenblicklich eine Rinde von Eis. Alle Versuche dieser Art gehen rascher und kräftiger von statten, wenn man die verdampfende Flüssigkeit unter einen luftverdünnten Raum stellt, in welchem zugleich eine Schale mit einer andern Flüssigkeit angebracht ist, von der die entstandenen Dämpfe gierig absorbirt werden. Man nimmt indessen nicht gern die Luftpumpe zu solchen Zwecken in Anspruch, weil die Metalle von den meisten dieser Dämpfe angegriffen werden, wodurch die Pumpe ihrem Verderben schnell entgegengeführt würde.

§. 63. Vom Quecksilber-Thermometer.

Schon in §. 58. sind die Eigenschaften aufgeführt worden, vermöge welcher sich das Quecksilber unter den wasserförmigen Flüssigkeiten am meisten zum thermometrischen Körper eignet. Es sind aber an ein solches Thermometer, wenn seine Anzeigen völlig zuverlässig werden sollen, noch manche Anforderungen zu machen, von denen in dem gegenwärtigen Paragraphen die Rede sein wird. Nachdem an eine sorgfältig calibrirte Glasröhre eine Kugel (seltener ein Cylinder) angeblasen und die Röhre durch abwechselndes Erhitzen derselben und der Kugel von Staub und Feuchtigkeit möglichst frei gemacht worden ist, füllt man Röhre und Kugel mit reinem und trockenem Quecksilber ganz an. Dieß geschieht am besten, wenn man oben an die Röhre ein Trichterchen von der erforderlichen Größe anschmilzt, in dasselbe das Quecksilber gießt, hierauf die Kugel stark erhitzt, wobei ein großer Theil der Luft durch das Quecksilber im Trichterchen hindurch entweicht, und dann das Ganze in aufrechter Stellung sich abkühlen läßt. Während der Abkühlung tritt ein Theil des Quecksilbers im Trichterchen durch die Röhre hindurch in die Kugel hinein, ohne jedoch diese selbst bei völliger Erkältung ganz auszufüllen. Deßhalb bringt man die Kugel aufs Neue über Kohlenfeuer bis zum Aufwallen des Quecksilbers in ihr, setzt wieder das Ganze zur Abkühlung in aufrechter Stellung hin und wiederholt diese zweite Operation, wenn es Noth thut, einige Male, bis zuletzt Kugel sammt Röhre mit Quecksilber angefüllt ist. Nun erst geht man an die letzte Reinigung des Thermometers, indem man es in schiefer Lage über ein ebenfalls schief gerichtetes Kohlenfeuer von derselben Länge wie das Thermometer hält und das Quecksilber seiner ganzen Länge nach, vorzüglich aber das in der Kugel, in's Sieden bringt, dabei einige Male vom Feuer nimmt und bald darauf abermals bis zum Sieden erhitzt. Zuletzt läßt man es in aufrechter Stellung erkalten, wobei sich Kugel und Röhre ganz und gar mit Quecksilber füllen wird, ohne daß sich auch nur eine Spur von

einem fremden Körper sehen läßt. Ist dem so, so schüttet man das überflüssige Quecksilber aus dem Trichterchen heraus, erwärmt die Kugel mit der Hand, wobei noch einiges Quecksilber in das Trichterchen aufsteigt, das man ebenfalls ausschüttet. Faßt man jetzt das Thermometer bei der Röhre und wartet einige Zeit, so wird sich das Quecksilber auf eine kurze Strecke in die Röhre zurückziehen, und nun erweicht man die Röhre, da wo sie am Trichterchen ansitzt, an der Lampe und zieht sie zu einer feinen Spitze aus. Nach diesem bringt man die Kugel in bereit stehendes siedendes Wasser, läßt so viel als mag Quecksilber aus der Röhre heraustreten und von ihrer Spitze abfallen, und hält diese, so wie kein Quecksilber mehr aus ihr hervortritt, in die Flamme, wobei sie augenblicklich zuschmilzt. Nach dem Erkalten läßt sich beurtheilen, ob die im Thermometer enthaltene Menge Quecksilbers für die Zwecke, wozu es dienen soll, die rechte ist oder nicht. Wünscht man von dem Quecksilber noch etwas heraus oder etwas mehr hinein, so verfährt man auf folgende Weise. Man wickelt in mehrfacher Lage reines Papier dicht um die Röhre herum und bindet es mit Zwirn ziemlich fest an, wobei es sich jedoch noch an der Röhre verschieben lassen muß. Nun gießt man ein wenig Quecksilber in die Höhlung des Papiers, schiebt das Papier an der Röhre herab, bis die Spitze zu ihm heraussieht, hält die Kugel über das Feuer so lange, bis man sieht, daß das Quecksilber aus der Röhre in deren Spitze übergehen will. In diesem Augenblicke bricht man ihre Spitze ungesäumt um ein wenig ab und wartet, bis ein Tröpfchen Quecksilber an ihr sich zeigt, und hält von da ab den einen oder andern von den zwei nachstehenden Wegen ein. Will man etwas von dem Quecksilber aus dem Thermometer heraus haben, so läßt man einige Tröpfchen Quecksilber, die Kugel stets über dem Feuer haltend, von der Spitze abfallen, worauf man diese schnell an der Flamme zuschmilzt; will man aber mehr Quecksilber in das Thermometer hineinbringen, so schiebt man in dem Augenblicke, wo ein Tröpfchen Quecksilber an der abgebrochenen Spitze sich zeigt, den Papiercylinder an der Röhre in die Höhe, bis die Spitze unter das in ihm befindliche Quecksilber gekommen ist, nimmt die Kugel vom Feuer weg und wartet längere oder kürzere Zeit, je nachdem mehr oder weniger Quecksilber in das Thermometer kommen soll, schiebt dann die Röhre rasch durch den Papiercylinder durch und schmilzt die Spitze an der Lampe schnell zu. Das hier angezeigte Verfahren hält man aus dem Grunde ein, um nie mehr der Luft und Feuchtigkeit einen Zugang in das Innere des bereits davon befreiten Thermometers zu gestatten. Hat man auf diese Weise die richtige Menge Quecksilbers im Thermometer erhalten, so schmilzt man an der Lampe die ganze Spitze zu einer kugeligen Masse zusammen, die am Ende der Röhre sitzt. Das Thermometer ist nun zwar so weit fertig, aber nicht selten zeigt es sich, daß, wenn man es umkehrt, die Quecksilbersäule in der Röhre sich von der Kugel losmacht und gegen die Spitze zu fällt; dieß zeigt

an, daß sich noch ein wenig Luft zwischen Kugel und Röhre festgesetzt hat, von der man das Quecksilber auf folgende Art befreien kann. Man läßt die Quecksilbersäule gegen die Spitze zu herabsinken, hält die Kugel in wenig geneigter Lage der Röhre über das Feuer, läßt das Quecksilber aus der Kugel heraustreten, bis es nahe zu dem Ende der gegen die Spitze getriebenen Säule hin gekommen ist, kehrt dann die Spitze schnell in die Höhe, damit sich diese Säule mit dem aus der Kugel getretenen Quecksilber vereinige, und läßt es dann erkalten, worauf das Uebel gehoben sein wird; außerdem müßte man die gleiche Operation noch einmal wiederholen.*)

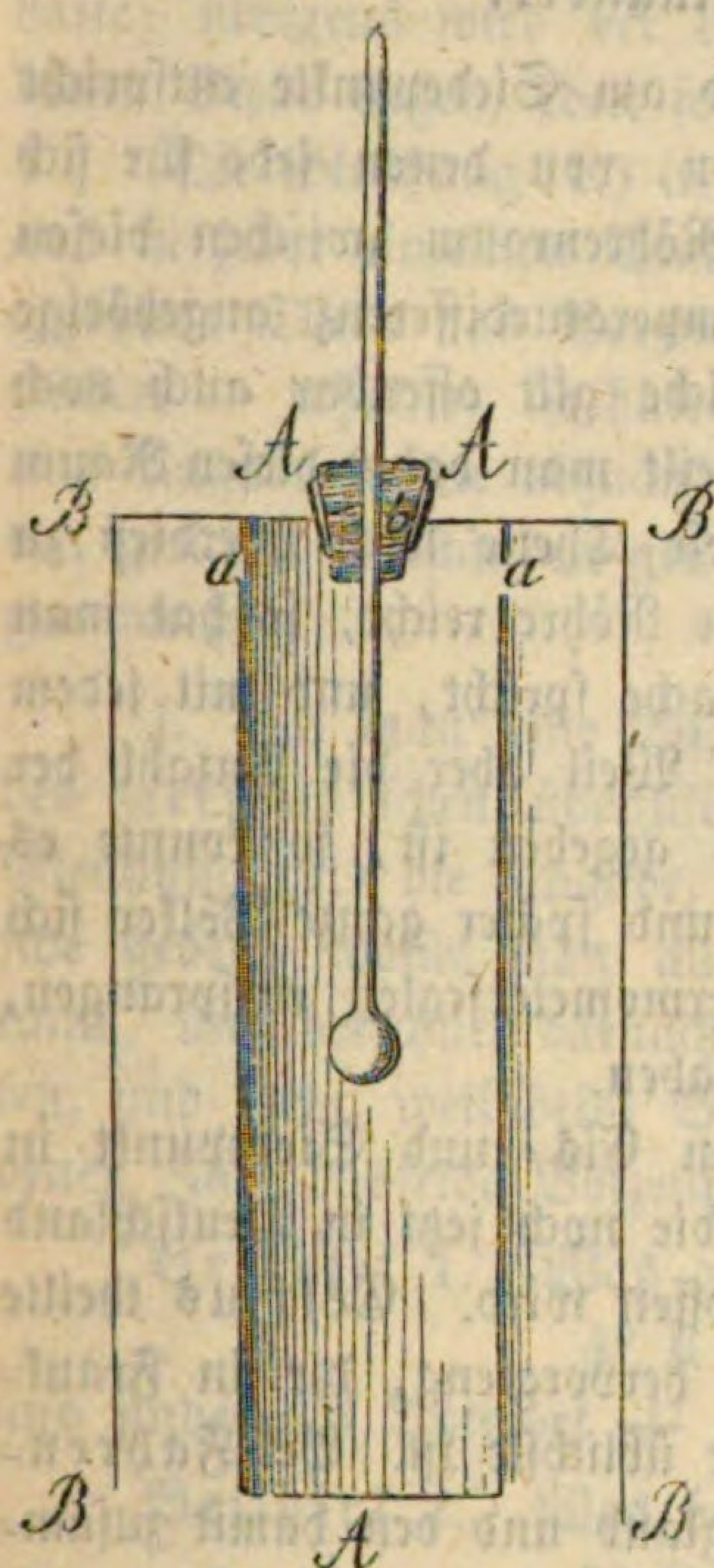
Nun hat man das Thermometer mit einer Scala, d. h. mit einem Maßstabe zu versehen, an welchem sich der Stand des Quecksilbers in jedem Augenblicke scharf bestimmen läßt. Zu diesem Ende hat man den Stand des Quecksilbers in zwei verschiedenen, jedoch völlig bestimmten Temperaturen aufzusuchen, wozu man die des schmelzenden Schnees und die des siedenden Wassers genommen und die Stelle des Quecksilbers in jener den Eispunkt, die Stelle des Quecksilbers bei dieser den Siedepunkt genannt hat.

Die genaue Bestimmung dieser beiden Punkte verlangt jedoch einige Rücksichten, die jetzt besprochen werden sollen. — Was den Eispunkt betrifft, so muß man ihn erst nach einigen Monaten, nachdem die Spitze der Thermometerröhre zugeschmolzen worden ist, aufsuchen, indem die Erfahrung gelehrt hat, daß noch längere Zeit nach dem Zuschmelzen eine geringe Veränderung in dem einseitig gedrückten Glase vor sich geht, deren Beendigung abzuwarten ist; außerdem hat man bei der Bestimmung dieses Punktes auch darauf zu sehen, daß dabei alles Quecksilber von dem schmelzenden Schnee umgeben ist. — Die Aufsuchung des Siedepunktes ist mit mehr Schwierigkeiten verknüpft. Erstlich lehrt die Erfahrung, daß, wenn man die Kugel eines Thermometers nur eben unter die Oberfläche von siedendem Wasser bringt, das Quecksilber nicht ganz so hoch ansteigt, als wenn man die Kugel tiefer unter die Oberfläche des siedenden Wassers bringt, was daher rührt, daß in größerer Tiefe der Druck größer wird, und von dem Drucke die Temperatur abhängt, bei welcher das Wasser in's Sieden geräth. Diesem Uebelstande hat man dadurch begegnet, daß man das Thermometer gar nicht in das siedende Wasser, sondern nur in dessen Dampf bringt, weil man beobachtet hat, daß der vom siedenden Wasser aufsteigende Dampf genau die gleiche Temperatur hat, wie dieses Wasser selber an seiner Oberfläche. Damit aber dieser Dampf keine

*) Den hier gehobenen Fehler haben nicht selten auch ganz fertige und schon längere Zeit in Gebrauch gewesene Thermometer, und er läßt sich auch dann bei ihnen auf die angezeigte Weise beseitigen, wenn sie einigermaßen gut gefertigt worden sind.

Gelegenheit sich abzukühlen erhalte, muß man dem Gefäß, worin der Siedepunkt aufgesucht werden soll, die neben verzeichnete Gestalt geben. AAA Fig. 73. ist ein Cylinder von Weißblech oder Messing, der oben mit einer Oeffnung b versehen ist, in die sich ein Pfropf einsetzen läßt. Oben sind in diesem Cylinder ringsum bei aa runde Oeffnungen angebracht, aus denen der in ihm gebildete Dampf entweichen kann, und dieser Cylinder ist von einem andern BBBB umgeben, so daß der aus den Oeffnungen aa entwichene Dampf nur zwischen beiden sich fortbewegen und erst ganz unten austreten kann, wodurch der Dampf im Cylinder AAA vor Abkühlung geschützt ist. Dieses Siedegefäßes bedient man sich nun zur Aufsuchung des Siedepunktes auf die folgende Weise. Man bohrt in einen Kork, der in den Hals b paßt, ein Loch ein, wodurch die Röhre des Thermometers geht, dessen Siedepunkt man bestimmen will, und schneidet ihn seiner Länge nach mitten entzwei, gießt dann in den Cylinder AAA etwa einen Zoll hoch Wasser und klemmt die Thermometerröhre zwischen den beiden Korkhälften in den Hals b ein, ohngefähr so, wie es in der Fig. 73. versinnlicht ist.

Fig. 73.



Nun läßt man das Wasser im Cylinder AAA durch Unterstellung einer Weingeistflamme ins Sieden kommen, schiebt die Röhre des Thermometers, so wie das Quecksilber in ihm über den Kork hinauf kommt, tiefer in den Cylinder hinab, damit alles Quecksilber stets von Dampf umgeben ist, und merkt sich zuletzt die Stelle an, wo das Quecksilber unbeweglich stehen bleibt. Gleichzeitig merkt man sich auch den Stand eines in der Nähe hängenden Barometers an; denn da der Siedepunkt mit dem Druck der Luft sich ändert, so ist er nur bei einem bestimmten Luftdrucke stets derselbe. Man hat zu dessen fester Bestimmung einen Barometerstand von 28 Pariser Zoll oder 76 Centimeter angenommen, und man müßte daher zur Bestimmung des Siedepunktes diesen Barometerstand abwarten, was indessen nicht nöthig ist, da man gefunden hat, daß eine Aenderung von einem Zoll im Barometerstand eine Aenderung von 1°C im Siedepunkt nach sich zieht, was man beim Aufzeichnen der Scala in Rechnung bringen kann.

§. 64. Von der Anfertigung der verschiedenen Thermometerscalen und deren Uebertragung in einander.

Die Stellung des Quecksilbers am Eis- und am Siedepunkte entspricht dem §. 61. gemäß zwei verschiedenen Temperaturen, von denen jede für sich eine völlig unwandelbare ist, mithin spricht der Röhrenraum zwischen diesen beiden Punkten die einer völlig bestimmten Temperaturdifferenz angehörige Ausdehnung des Quecksilbers aus, und das Gleiche gilt offenbar auch noch von jeglichem aliquoten Theile dieses Raumes. Theilt man daher diesen Raum in eine beliebige Anzahl gleicher Theile, trägt diese Theile noch überdieß zu beiden Seiten jener festen Punkte auf, so weit die Röhre reicht, so hat man ein Thermometer, das seine völlig bestimmte Sprache spricht, und mit jedem andern eben so behandelten übereinstimmen muß. Weil aber die Anzahl der Theile zwischen Eis- und Siedepunkt durch nichts gegeben ist, so konnte es nicht fehlen, daß anfangs verschiedene Individuen und später ganze Völker sich dabei ungleich benahmen, woraus mancherlei Thermometerscalen entsprangen, von denen jetzt noch die drei folgenden Geltung haben.

Reaumur theilte den Röhrenraum zwischen Eis- und Siedepunkt in 80 Theile und es entsprang hieraus eine Scala, die noch jetzt in Deutschland und einigen andern Ländern am häufigsten getroffen wird. Celsius theilte jenen Raum in 100 Theile, woraus eine Scala hervorgieng, die in Frankreich, Italien und mehrern nordischen Ländern die üblichste ist. Bei Fahrenheit's Scala, welche noch heut zu Tage in England und den damit zusammenhängenden Ländern am meisten gebraucht wird, war derselbe Raum in 180 Theile abgetheilt. Es hängen demnach diese dreierlei Scalen durch die Bestimmung mit einander zusammen, daß 80 Theile der Reaumur'schen, 100 Theile der Celsius'schen und 180 Theile der Fahrenheit'schen einerlei Bedeutung haben. Man nannte die Theile in den drei Scalen Grade, bezeichnete sie dadurch, daß man ihrer Anzahl ein kleines Null zur Rechten und nach oben hin anhängte, drückte aber den Umstand, ob diese Zahlen der Reaumur'schen, Celsius'schen oder Fahrenheit'schen Scala entnommen worden sind, in der Weise aus, daß man diesen Zahlen die großen Buchstaben R, C oder F nachsetzte, so daß man die eben ausgesprochene Bestimmung auch so geben kann:

$$80^\circ \text{ R.} = 100^\circ \text{ C.} = 180^\circ \text{ F.} \qquad (1.)$$

Zur vollständigen Kenntniß dieser dreierlei Scalen muß man indessen noch wissen, daß Reaumur und Celsius ihre Theile stets vom Eispunkte aus zählten und, ob dieß nach oben oder unten hin geschehen war, dadurch bezeichneten, daß sie der gefundenen Zahl im ersten Falle das Zeichen +, im andern Falle das Zeichen — vorsetzten; daß hingegen Fahrenheit seine Theile nicht von dem Eispunkte aus zählte, sondern von einer Stelle aus, die 32

von seinen Graden tiefer lag, weil er zur Bestimmung dieser Stelle nicht schmelzenden Schnee, sondern eine Mischung aus Schnee und Kochsalz genommen hatte; übrigens wird der Umstand, ob die gezählten Theile über oder unter dieser Stelle liegen, eben so wie in den beiden andern Scalen bezeichnet.

Die Gleichung (1.) in Verbindung mit der Kenntniß, von welcher Stelle aus in jeder einzelnen Scala die Zählung geschieht, und daß die nach oben gezählten Theile das Vorzeichen +, die nach unten hin gezählten das Vorzeichen — erhalten, ist hinreichend, um die auf einer der drei Scalen erhaltene Angabe in die abzuändern, welche eine der beiden andern Scalen unter den gleichen Umständen geliefert hätte, wie ich jetzt in einigen Beispielen zeigen werde.

I. Hat man eine Angabe des Reaumur'schen Thermometers in die des Celsius'schen überzuführen, oder umgekehrt, so nimmt man aus der Gleichung (1.) die Angabe, daß 80° Reaumur'sche Grade 100 Celsius'sche geben, wofür man auch $8^\circ R = 10^\circ C$ oder $4^\circ R = 5^\circ C$ nehmen kann, und berechnet darnach aus den gegebenen Graden die Zahl der gesuchten, und giebt, weil beide Scalen von derselben Stelle aus zählen, der gefundenen Zahl dasselbe Vorzeichen, das die gegebene hat.

Beispiel 1. Was geben + 45° R auf der Celsius'schen Scala?

$$4^\circ R : 5^\circ C = 45^\circ R : x^\circ C$$

und findet als Antwort $+ 56\frac{1}{4}^\circ C$.

Beispiel 2. Was betragen — 23° C auf Reaumur's Scala?

$$5^\circ C : 4^\circ R = 23^\circ C : x^\circ R$$

und findet als Antwort $- 18\frac{2}{5}^\circ C$.

II. Hat man eine Angabe des Fahrenheit'schen Thermometers in die entsprechende des Reaumür'schen oder Celsius'schen überzutragen, so muß man vor Allem nachsehen, welche Zahl man hätte, wenn die Zählung vom Eispunkt aus geschehen wäre, und zu diesem Ende von der Angabe die Zahl 32 abziehen, wobei man entweder auf eine positive oder auf eine negative Zahl hingeführt wird. Erstere zeigt an, daß die im Rest erhaltenen Grade über dem Eispunkte, letztere daß sie unter dem Eispunkte liegen. Nun nimmt man aus der Gleichung (1.) eine von den beiden Angaben: 180° F geben 80° R, statt deren man auch die: 18° F geben 8° R und noch einfacher, 9° F geben 4° R, nehmen kann; oder 180° F geben 100° C, statt deren man auch die: 18° F geben 10° C oder noch einfacher, 9° F geben 5° C, nehmen kann, und berechnet hiernach die Zahl der gesuchten Grade, denen man dasselbe Vorzeichen, das der Rest erhalten hat, giebt.

Beispiel 1. Wie viel betragen + 100° F in der Reaumur'schen oder Celsius'schen Scala?

Zieht man von + 100 die Zahl 32 ab, so bleibt als Rest: + 68;

a) diese Anzahl Fahrenheit'scher Grade verwandelt man in Reaumur'sche Grade mittelst der Proportion:

$$9^0 \text{ F} : 4^0 \text{ R} = 68^0 \text{ F} : x^0 \text{ R}$$

und findet als Antwort $+ 30\frac{2}{9}{}^0$ R, dem Vorzeichen des Restes gemäß;

b) dieselbe Anzahl Fahrenheit'scher Grade verwandelt man aber in Celsius'sche mittelst der Proportion:

$$9^0 \text{ F} : 5^0 \text{ C} = 68^0 \text{ F} : x^0 \text{ R}$$

und erhält zur Antwort: $+ 37\frac{7}{9}{}^0$ C, dem Vorzeichen des Restes gemäß.

Beispiel 2. Wie viel betragen $+ 18^0$ F in Reaumur'scher und in Celsius'scher Scala?

Zieht man von + 18 die Zahl 32 ab, so kommt — 14 als Rest.

a) Um diese Anzahl Fahrenheit'scher Grade in Reaumur'sche überzutragen, setzt man an:

$$9^0 \text{ F} : 4^0 \text{ R} = 14^0 \text{ F} : x^0 \text{ R}$$

und findet $- 6\frac{2}{9}{}^0$ R als Antwort, das Vorzeichen des Restes berücksichtigend.

b) Um hingegen dieselbe Anzahl Fahrenheit'scher Grade in Celsius'sche zu verwandeln, setzt man an:

$$9^0 \text{ F} : 5^0 \text{ R} = 14^0 \text{ F} : x^0 \text{ C}$$

und erhält zur Antwort: $- 7\frac{7}{9}{}^0$ C, das Vorzeichen des Restes berücksichtigend.

Beispiel 3. Wie spricht sich die Fahrenheit'sche Angabe — 43 in Reaumur'scher und in Celsius'scher Scala aus?

Zieht man von — 43 die Zahl 32 ab, so ergiebt sich als Rest: — 75.

a) Um diese 75 Fahrenheit'schen Grade in Reaumur'sche zu verwandeln, dient die Proportion:

$$9^0 \text{ F} : 4^0 \text{ R} = 75^0 \text{ F} : x^0 \text{ R}$$

und man erhält, mit Rücksichtsnahme auf das Vorzeichen des Restes, die Antwort: $- 33\frac{3}{9}$ R;

b) um aber dieselbe Anzahl Fahrenheit'scher Grade in Celsius'sche umzuändern, bedient man sich der Proportion:

$$9^0 \text{ F} : 5^0 \text{ C} = 75^0 \text{ F} : x^0 \text{ C},$$

aus der sich, das Vorzeichen des Restes berücksichtigend, die Antwort: $- 41\frac{6}{9}{}^0$ C ergiebt.

III. Sollen endlich Reaumur'sche oder Celsius'sche Grade in Fahrenheit'sche übergetragen werden, so berechnet man aus der Zahl der Angabe mittelst des entsprechenden Ansatzes die äquivalente Zahl der Fahrenheit'schen Grade, giebt dieser Zahl dasselbe Vorzeichen, das die Angabe hat, und fügt dann zu ihr noch 32 hinzu. Die Gründe zu diesem Verfahren lassen

sich leicht aus der Betrachtung schöpfen, daß die zuerst berechneten Fahrenheit'schen Grade von dem Eispunkte aus nach oben oder unten hin, je nachdem die Angabe das Vorzeichen + oder — hat, gezählt werden müßten, daß aber die Fahrenheit'sche Scala die Zählung von einer um 32 Grad tiefer liegenden Stelle aus verlangt.

Beispiel 1. Wie viel betragen + 18° C in Fahrenheit'scher Scala?

Es ist

$$5^\circ\ C : 9^\circ\ F = 18^\circ\ C : x^\circ\ F;$$

die gegebenen Scalentheile betragen daher in Fahrenheit'schen Graden $32\frac{2}{5}^\circ$ und wir setzen vorläufig + $32\frac{2}{5}^\circ$, weil die gegebenen Grade oberhalb des Eispunktes liegen; addirt man hierzu noch 32°, so findet man für die dem Fahrenheit'schen Nullpunkte entsprechende Anzeige: + $64\frac{2}{5}^\circ$ F.

Beispiel 2. Wie viel betragen — 7° R in der Fahrenheit'schen Scala?

In Folge der Proportion

$$4^\circ\ R : 9^\circ\ F = 7^\circ\ R : x^\circ\ F$$

machen 7° R genau $15\frac{3}{4}^\circ$ F aus, und wir bezeichnen diese vorläufig durch — $15\frac{3}{4}^\circ$, weil sie bei der im Beispiele ausgesprochenen Zahl unter dem Eispunkte liegen. Addiren wir jetzt 32 zu ihr, um diese Angabe auf den Fahrenheit'schen Nullpunkt zu reduciren, so erhalten wir die schließliche Anwort: + $16\frac{1}{4}^\circ$ F.

Beispiel 3. Wie viel betragen — 25° C in Fahrenheit'scher Scala?

Aus der Proportion

$$5^\circ\ C : 9^\circ\ F = 25^\circ\ C : x^\circ\ F$$

geht hervor, daß die Scalentheile von 25° C denselben Raum wie die von 45° F ausmachen, und wir setzen — 45°, weil diese Grade bei unserer Angabe unter dem Eispunkte liegen. Addiren wir hierzu 32, wodurch der Stand des Quecksilbers auf den Fahrenheit'schen Nullpunkt bezogen wird, so erhalten wir als letzte Antwort: — 13° F.

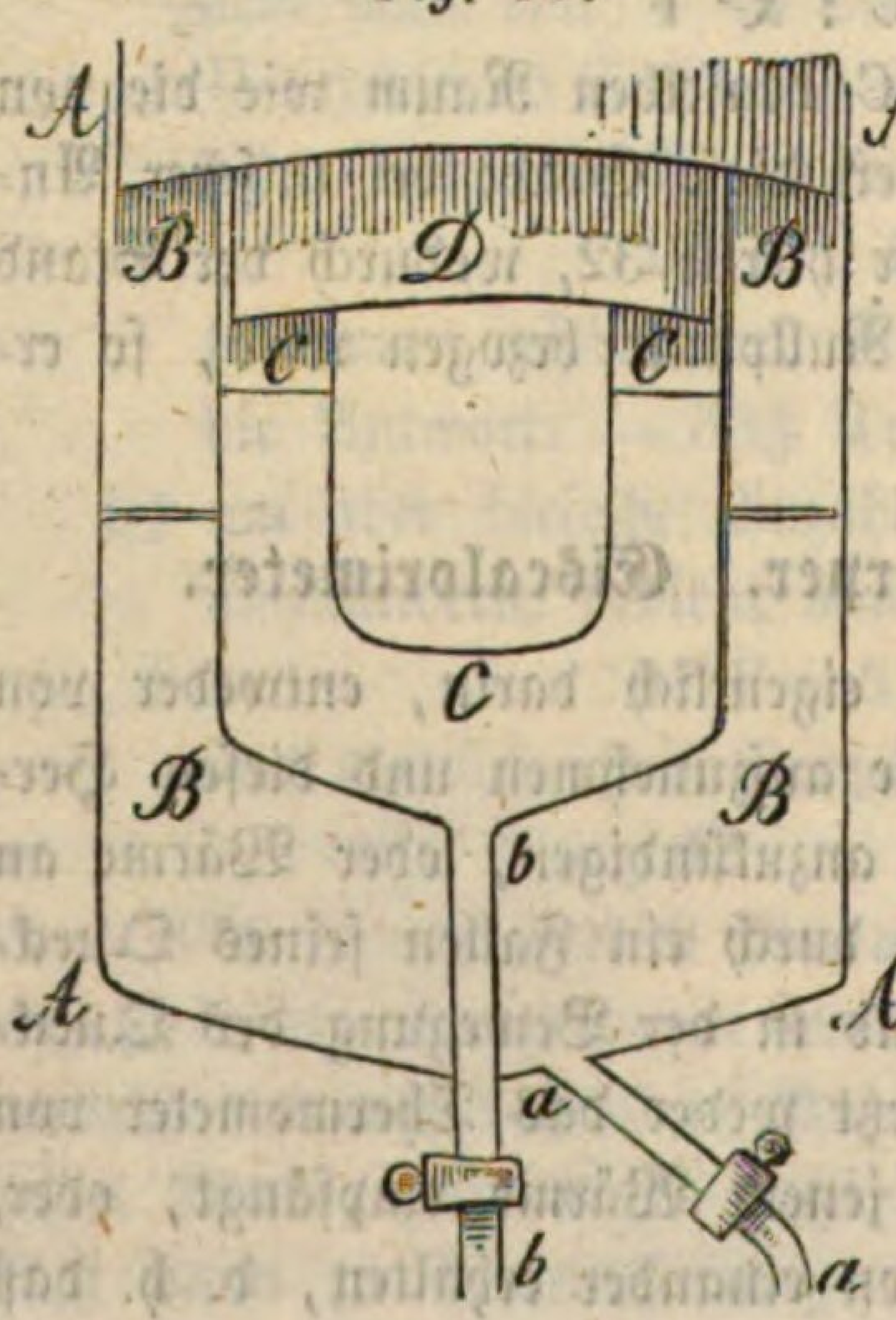
§. 65. Specifische Wärme der Körper. Eiscalorimeter.

Das Geschäft des Thermometers besteht eigentlich darin, entweder von einem andern Körper, der es umgiebt, Wärme aufzunehmen und diesen Hergang durch ein Ansteigen seines Quecksilbers anzukündigen, oder Wärme an diesen Körper abzutreten und diesen Umstand durch ein Fallen seines Quecksilbers kund zu geben. Zuletzt tritt ein Stillstand in der Bewegung des Quecksilbers ein, welcher zu erkennen giebt, daß jetzt weder das Thermometer von dem es umgebenden Körper noch dieser von jenem Wärme empfängt, oder, wenn man lieber will, daß beide gleichviel von einander erhalten, d. h. daß

jeder von den beiden Körpern an den andern eben so viel Wärme abtritt als er von ihm empfängt, und dann sagen wir, beide Körper besitzen einerlei Temperatur. Derselbe Hergang findet zwischen je zweien andern sich berührenden Körpern statt, nur daß er sich nicht immer, wie so eben, den Augen sogleich kenntlich macht. Wir verstehen im Allgemeinen unter Temperatur der Körper das Vermögen derselben, einander bei der Berührung Wärme zuzusenden, so daß wir demjenigen die höhere Temperatur zuschreiben, der an den andern mehr Wärme abtritt, als ihm von diesem zugeschickt wird. Wiewohl wir Körper, die ihren Wärmezustand durch gegenseitige Aufeinanderwirkung nicht mehr abzuändern vermögen, gleich warme zu nennen pflegen, so ist damit doch in Bezug auf die ganze in ihnen befindliche Wärmemenge noch gar nichts gesagt; denn es wäre wohl möglich, daß ein Körper, der verhältnißmäßig mehr Wärme in sich aufgenommen hat als ein anderer, doch das Bestreben, diese Wärme aus sich hinaus und in andere über zu treiben, in geringerm Grade besitzt als dieser. Um über diese Frage mehr Licht zu verbreiten, werden wir jetzt die Bemühungen der Physiker in dieser Beziehung auseinandersetzen.

Um die unter gegebenen Umständen in einen Körper hinein oder aus ihm heraustretende Wärmemenge durch eine Zahl ausdrücken zu können, muß man dieser eine an sich beliebige, aber doch stets gleiche Wärmemenge als Einheit zu Grunde legen. Lavoisier und Laplace, welche sich gemeinschaftlich zu genauern Versuchen dieser Art entschlossen, wählten dazu die unwandelbare Menge Wärme, welche die Gewichtseinheit festes Eis in flüssiges Wasser von 0° C überzuführen vermag, und construirten sich, der von ihnen gewählten Einheit zur Folge, einen besondern Apparat, den sie Eiscalorimeter nannten. Dieser bestand, wie die nebenstehende Fig. 73. versinnlicht, aus einem größern cylinderförmigen Gefäße AAAA von verzinntem Eisenblech mit einer zum Ablassen des Wassers bestimmten Röhre aa; in diesem Gefäße befand sich ein kleineres BBBB, mit einer lothrechten, zum Ablassen des in ihm gebildeten Wassers bestimmten Röhre bb versehen, das an der Stelle, wo die Röhre bb mit dem vorigen zusammenhing, festgelöthet, von der Seite her aber nur durch dünne Eisendrähte die nöthigste Befestigung erhielt. In dieses zweite Blechgefäß wurde ein viel kleineres CCC, mit einem durchlöcherten Deckel versehenes, von geflochtenem Eisendraht mittelst dreier Drähte eingehängt.

Fig. 73.



Die beiden Blechgefäße waren mit Deckeln von ihrer eigenen Breite versehen, welche eine ziemlich dicke Lage von Schnee oder gestoßenem Eis in sich aufnehmen konnten und von denen der innere in größter Tiefe eine oder mehrere Oeffnungen hatte, durch die das in ihm entstandene Wasser in das Gefäß ablaufen konnte. Mittelst dieser Vorrichtung geschahen die Versuche in der Weise, daß die Zwischenräume zwischen den Gefäßen AAAA, BBBB und CCC, so wie die beiden Deckel mit Schnee oder gestoßenem Eise gänzlich angefüllt, der zu untersuchende Körper bis zu einer gemessenen Temperatur erhitzt, in das Gefäß CCC gebracht und gleichzeitig, alles so schnell wie möglich, die beiden Deckel aufgesetzt wurden. Das Gewicht des während seiner Abkühlung aus der Röhre bb abfließenden Wassers gab dann die Menge der dabei aus ihm getretenen Wärme an.

Damit solche Versuche nicht Fehler von beträchtlicher Größe in sich aufnehmen, müssen mehrere Vorsichtsmaßregeln eingehalten werden. Erstlich müssen die Dimensionen des Apparats so abgemessen sein, daß keine Wärme von außen in den vom Gefäße BBBB und seinem Deckel eingenommenen Raum eindringen kann, und eben so wenig darf von dem im Gefäße CCC befindlichen Körper Wärme außerhalb des Gefäßes BBBB und seinem Deckel gelangen können. Zweitens muß das aus der Röhre bb ausfließende Wasser möglichst genau das von dem erhitzten Körper wirklich geschmolzene sein. Drittens muß der in das Gefäß CCC eingetragene Körper in der That auch alle die Wärme, die er von der Temperatur bei seinem Eintragen bis zu 0° C hin besitzt, an das Eis abgegeben haben. Es ist wesentlich, daß man sich bezüglich des Vorhandenseins dieser drei Anforderungen Sicherheit verschaffe.

Der Apparat erfüllt die erste Anforderung, wenn er, mit seinen Deckeln versehen, in ein stark geheiztes Zimmer gebracht, aus der Röhre bb alles etwa darin enthaltene Wasser abgelassen und dann ihr Hahn verschlossen wird; es darf sich nämlich in dieser Röhre, wie lange man auch den Apparat in dem gut geheizten Zimmer stehen läßt, kein Wasser mehr ansammeln. Gleicher Weise darf, wenn man den Apparat in einen Raum bringt, der 0° C oder etwas kälter ist, aus der Röhre aa das etwa darin befindliche Wasser auslaufen läßt und dann ihren Hahn verschließt, hierauf in den Raum CCC einen möglichst großen und stark erhitzten Körper bringt, in der Röhre aa kein Wasser mehr sich ansammeln, nachdem der Körprr den größten Theil seiner Wärme verloren.

Der zweiten Anforderung zu genügen, scheint beim ersten Blick am schwierigsten zu sein, weil am schmelzenden Schnee oder Eis immer eine Schicht Wassers so stark adhärirt, daß diese dessen Oberfläche nicht verlassen und darum auch nicht durch die Röhre bb ablaufen kann. Indessen läßt sich diesem Uebel doch fast ganz und gar dadurch begegnen, daß man den gefüllten

Apparat nach gehobenen Deckeln in dem geheizten Zimmer so lange offen stehen läßt, bis sich Wasser in der Röhre bb in größerer Menge gesammelt hat, welches man unmittelbar vor dem Versuche auslaufen läßt; denn jetzt hängt schon vor dem Versuche die Schicht an den Oberflächen, welche auch nach dem Versuche wieder hängen bleibt, und beide sind offenbar sehr nahe hin die gleichen.

Um der dritten Anforderung nachzukommen, befestigt man an dem Deckel D ein Thermometer, dessen Kugel in den Raum CCC hinabgeht, und dessen Röhre durch die beiden Deckel der Blechgefäße hindurch (zu welchem Zwecke an den Deckeln Dillen angelöthet werden) über den äußeren Deckel hervorragt. Sorgt man dafür, daß das Null dieses Thermometers außerhalb des äußeren Deckels liegt, und beendigt man den Versuch nicht eher, als bis sein Quecksilber bis auf diese Null gesunken ist, so wird dadurch der dritten Anforderung zur Genüge entsprochen. — Unter Einhaltung dieser Cautelen stellten Lavoisier und Laplace mit verschiedenen Körpern Versuche an, indem sie abgewogene Gewichte derselben bis zu einem stets gleichen Grade erhitzten und die Menge des in dem Eiscalorimeter während ihrer Abkühlung bis zu 0° C geschmolzenen Eises durch die Wage bestimmten, hierauf dieses Gewicht auf die Gewichtseinheit des Körpers zurückführten. Die so erhaltenen Zahlen lieferten ihnen die Capacitäten der verschiedenen Körper in Bezug auf Wärme, und das Verhältniß dieser Capacitäten zu der, welche einem der untersuchten Körper, wozu sie das Wasser wählten, angehörte, gab ihnen die specifischen Wärmen der untersuchten Körper in ihrem Verhältnisse zum Wasser an. Auf diesem Wege gelangten sie zu den folgenden Resultaten:

Namen der Körper:	Specifische Wärme derselben:
Reines Wasser	1,00000
Eisenblech	0,11051
Glas (bleifreies)	0,19290
Quecksilber	0,02900
Rothes Quecksilberoxyd	0,05011
Blei	0,02819
Rothes Bleioxyd	0,06227
Zinn	0,04754
Schwefel	0,20850
Olivenöl	0,30961
Gebrannter Kalk	0,21689
Kalk und Wasser, im Verh. 10 zu 9	0,43912
Schwefelsäure (sp. Gew. 1,87058)	0,33460
Salpetersäure (sp. Gew. 1,29895)	0,66139

Dieselben Gelehrten hatten bei ihren Versuchen gefunden, daß die Gewichtseinheit Wasser, auf 75° C erhitzt, während ihrer Abkühlung bis

0° C gerade die Gewichtseinheit Eis in Wasser von 0° C umwandelt, daß also die gebundene Wärme in einer Gewichtseinheit Eis die gleiche Menge Wasser bis auf 75° C *) zu erwärmen vermag. Hiernach läßt sich mittelst der vorstehenden Tafel die Menge Eis berechnen, welche von den darin aufgeführten Körpern unter gleichen Umständen geschmolzen wird.

§. 66. Bemühungen anderer Physiker um denselben Gegenstand.

Schon ältere Physiker haben durch Mischung zweier Körper von verschiedener Temperatur und Beobachtung der nach der Ausgleichung entstandenen neuen Temperatur die specifische Wärme der Körper zu bestimmen gesucht. Sie giengen dabei von dem Satze aus, daß die bei einer vor sich gegangenen Temperaturänderung eines Körpers in's Spiel gekommene Wärmemenge sowohl dem Gewichte des Körpers als auch seiner Temperaturänderung und seiner specifischen Wärme proportional sei. Bezeichnen also m' und m'' die Gewichte, t' und t'' die Temperaturen, s' und s'' die specifischen Wärmen zweier Körper und stellt t die Temperatur nach deren Ausgleichung durch Mischung vor, so ist die dabei erlittene Temperaturänderung des einen Körpers $t - t'$, die des andern $t'' - t$, es hat also ersterer die Wärmemenge $m's' (t - t')$ gewonnen, der andere die $m''s'' (t'' - t)$ verloren, und diese beiden Wärmemengen müssen unter der Voraussetzung, daß während der Ausgleichung in das Gemisch weder fremde Wärme eingeht, noch eigene aus demselben entweicht, einander gleich sein, wodurch man auf die folgende Proportion geführt wird:

$$m'' (t'' - t) : m' (t - t') = s' : s'' ;$$

man findet also aus dem Versuche das Verhältniß der specifischen Wärmen beider Körper zu einander, oder wenn zu einem von beiden Körpern Wasser genommen wird, dessen specifische Wärme 1 ist, so giebt die vorstehende Proportion sogleich die specifische Wärme des andern Körpers. Eine neuere Aufnahme dieser Bestimmungsweise hat dargethan, daß man durch sie zu sehr brauchbaren Resultaten gelangt, wenn man den Versuch so lange abändert, bis er für t die im Zimmer selber herrschende Temperatur liefert, weil in diesem Falle die Bedingung, daß weder Wärme ein- noch ausgeht, am vollkommensten in Erfüllung geht. Auch muß dabei der Einfluß des Gefäßes, worin die Mischung vor sich geht, in Anschlag gebracht werden.

Despretz hat noch eine andere Methode zur Bestimmung der specifischen Wärme der Metalle benützt, welche aus der mathematischen Theorie der Wärmeleitung hergenommen und hauptsächlich bei gut leitenden Körpern anwendbar ist. Diese besteht darin, die Zeiten zu beobachten, in denen die

*) Neueren Versuchen zur Folge scheint diese Angabe auf 79¼° C erhoben werden zu müssen.

Körper von einer bestimmten Temperatur aus um eine gegebene Anzahl Grade erkalten; es geben dann diese Erkaltungszeiten, dividirt durch die Dichtigkeiten der Körper, deren specifische Wärme an, vorausgesetzt daß diese Körper klein genug genommen werden, um deren Temperaturen als constant durch ihre ganze Masse hindurch ansehen zu dürfen. Auf solche Weise hat dieser Physiker gefunden, daß die specifischen Wärmen mit den Temperatur-Differenzen in den Metallen zunehmen, wie in der nachstehenden Tabelle angegeben ist.

Namen der Metalle.	spec. Wärme zwischen 0° C und 100° C	spec. Wärme zwischen 0° C und 300° C
Eisen	0,1098	0,1218
Quecksilber	0,0330	0,0350
Zink	0,0927	0,1015
Antimon	0,0507	0,0549
Silber	0,0557	0,0611
Kupfer	0,0949	0,1013
Platin	0,0314	0,0355
Glas	0,177	0,190

Diese Unterschiede können indeß auch Folgen der Ausdehnung dieser Körper in der Wärme sein.

Auf den bisher angegebenen Wegen lassen sich die in bleibend luftförmigen Körpern enthaltenen Wärmemengen nicht wohl bestimmen. Hierfür hat Rumford ein Calorimeter ersonnen, das seiner großen Einfachheit halber und wegen der Geschicklichkeit, womit sein Erfinder sich dessen bediente, hier noch angeführt zu werden verdient. Dasselbe bestand aus einem Kästchen von sehr dünnem Kupferblech, 8″ lang, 4½″ breit und 4¾″ hoch, durch das ein Schlangenrohr in mehrern Windungen hindurch lief, dessen Enden nach unten und oben an zwei an einander diametral gegenüberliegenden Stellen des Kästchens hervorsahen. Ließ er nun an dem untern Ende des Schlangenrohrs einen erhitzten luftförmigen Körper einströmen, so zog dieser durch die Schlangenröhre hindurch und setzte seine Wärme an das in's Kästchen gebrachte Wasser ab, dessen Temperaturzunahme durch ein Thermometer mit cylinderförmigem Gefäß, das die Höhe des ganzen Kästchens einnahm, gemessen wurde. Der Gebrauch dieses Instruments verlangte indessen die ganze dabei von Rumford entwickelte experimentelle Geschicklichkeit.

Zuerst suchte er den Einfluß zu bestimmen, welchen das Kupfer des Kästchens und seine Röhre auf die Wärmeentziehung hat, indem er Wasser von einer andern Temperatur, als die des Kästchens war, in dieses brachte, und das Resultat der Ausgleichung beobachtete. Hiedurch wurde es ihm mög-

lich, das Kupfer in Wasser auszuwerthen und bei seinen späteren Versuchen das ganze Kästchen als aus lauter Wasser bestehend anzusehen.

Eine andere Ursache zu einer möglichen Irrung lag darin, daß, so lange der Inhalt des Kästchens wärmer als die Zimmerluft ist, Wärme aus dem Kästchen in das Zimmer übergeht, und umgekehrt aus diesem in jenes, wenn letzteres wärmer als ersteres ist. Hiergegen schützte sich Rumford auf folgende Weise. Er füllte das Kästchen mit Wasser, das um einige Grade kälter war als die Luft im Zimmer, und setzte seine Versuche nur so lange fort, bis das Thermometer im Kästchen um eben so viel Grade höher stand als das im Zimmer aufgestellte Thermometer anzeigte. Auf solche Weise konnte er sicher sein, daß das Kästchen während der zweiten Hälfte des Versuches die Wärme wieder an das Zimmer abgab, welche es aus diesem während der ersten Hälfte des Versuches in sich aufgenommen hatte.

Endlich mußte er sich auch die Ueberzeugung verschaffen, daß alle in das Schlangenrohr getretene Wärme von dem Kästchen auch wirklich in sich aufgenommen wird, daß kein merklicher Antheil davon aus dem obern Ende des Schlangenrohrs in die Luft des Zimmers übergeht. Dieß erkannte er dadurch, daß er ein ganz gleiches zweites Kästchen über das erste in solcher Weise setzte, wobei nur zwei Ecken von beiden über einander zu liegen kommen, und das untere Ende der Schlangenröhre vom obern über das obere vom untern zu liegen kam. Er war nicht im Stande, bei den geringen Temperaturdifferenzen, die in seinen Versuchen auftraten, irgend einen Uebergang von Wärme aus dem untern in das obere Kästchen aufzufinden.

So vorbereitet suchte er die Quantität Wärme auf, welche von Wasser bei seinem Uebergang in den luftförmigen Zustand gebunden wird, und schloß aus seinen Versuchen, daß bei diesem Uebergange ein Gewichtstheil Wasser von 100° C so viel Wärme zur Bildung von gleich heißem Dampf in sich aufnimmt, als erfordert wird, um die Temperatur von 567 Gewichtstheilen Wasser um 1° C wärmer zu machen. Die Versuche späterer Physiker gaben statt dieser Zahl im Mittel die: 550, und Despretz erhielt sogar nur die: 530½. Das arithmetische Mittel zwischen dieser letztern Zahl und der Rumford'schen ist aber 549, also mit 550 nahehin identisch.

Rumford bediente sich seines Calorimeters auch dazu, um die Wärmequantitäten zu bestimmen, welche sich beim Verbrennen der Körper erzeugen. Ich lasse jetzt ein Verzeichniß der Resultate folgen, welche theils durch ihn, theils durch Andere erhalten worden sind, und zwar mit dem eben beschriebenen Apparate, woran keine andere Abänderung vorgenommen wurde, als daß sein Thermometer mit Cylindergefäß durch ein gewöhnliches mit der Kugel ersetzt, dafür aber das Wasser in dem Kästchen mittelst einer besondern Vorrichtung stets unter einander gemischt und dadurch an allen Stellen auf die gleiche Temperatur gebracht wurde.

Ein Pfund vom brennenden Körper	erhitzt Wasser von 0° auf 100° C
Kohlenwasserstoffgas	62,12 Pfund
Kohlenoxydgas	18,57 "
Trockenes Holz (mit 20 % Wasser) . . .	29,45 "
Holz (mit 25 % Wasser)	26,00 "
Holzkohlen	75,00 "
Steinkohlen (von bester Qual.)	60,50 "
Coaks (von 10 % Asche)	63,45 "
" (" 5 % ")	66,00 "
Torf (gewöhnlicher)	15,00 "
Baumöl	90,44 "
Rüböl (gereinigtes)	93,07 "
Schwefeläther (0,728 sp. G.)	80,30 "
Alkohol (0,8176 sp. G.)	61,95 "
Talg	71,86 "
Wachs (weißes)	94,79 "
Steinöl (0,827 sp. G.)	73,38 "
Terpentinöl	45,00 "

Die Bestimmung der specifischen Wärme in Gasarten bot ungewöhnlich große Schwierigkeiten dar, daher wurde sie von der Pariser Akademie als Preisaufgabe ausgesetzt, und es wurde eine Arbeit von de Laroche und Berard gekrönt, aus der die folgenden Resultate sich ergaben:

Name des Gases.	Specifische Wärme bei gleichem Gewichte und unter demselben Drucke.
Atmosphärische Luft	1,0000
Wasserstoffgas	12,3401
Kohlensaures Gas	0,8280
Sauerstoffgas	0,8848
Stickstoffgas	1,0318
Oxidirtes Stickgas	0,8878
Oelerzeugendes Gas	1,5673
Kohlenstoffoxyd	1,0805
Wasserdampf	3,1360

In derselben Arbeit erforschten die Preisträger das Verhältniß der specifischen Wärme des Wassers zu der der Luft und fanden es 1 : 0,2669.

Damit lassen sich die in vorstehender Tafel auf atmosphärische Luft bezogenen specifischen Wärmen der Gase in solche überführen, die auf Wasser bezogen sind; man hat nämlich unter der specifischen Wärme eines Körpers nichts anders zu verstehen, als die Zahl, welche anzeigt, wie vielmal mehr Wärme erfordert wird, um die Temperatur eines gleichen Gewichtstheiles bei ihm um eine constante Größe abzuändern, als bei einem bestimmten zur Einheit gewählten Körper.

Aus den sämmtlichen über die specifische Wärme der Körper angestellten Versuchen scheint sich als allgemeines Naturgesetz herauszustellen, daß die specifischen Wärmen der Körper im umgekehrten Verhältniß zu ihren Atomgewichten stehen.

§. 67. Von der Fortpflanzung der Wärme.

So wie aus dem wärmern festen Körper Wärme in den ihn berührenden kältern so lange übergeht, bis beide eine und dieselbe Temperatur angenommen haben, eben so geht Wärme aus einem heißen Theile in die kältern Theile eines und desselben Körpers über, und diese im Innern des Körpers geschehende Wärmebewegung setzt sich in stets abgeänderter Weise so lange fort, bis alle Theile des Körpers eine und dieselbe Temperatur erlangt haben. Diese mit verhältnißmäßiger Langsamkeit im Umfang eines festen Körpers erfolgenden Veränderungen sind bestimmten, jedoch schwer zu ergründenden Gesetzen unterworfen, die zuerst von Fourier mit einem seltenen Tiefblicke in seiner Théorie de la Chaleur ans Licht gezogen worden sind. Hierbei geschieht die Wärmeveränderung je nach der Natur des Körpers, in dem sie stattfindet, mit verschiedener Schnelligkeit, was wir dadurch ausdrücken, daß wir sagen, der eine besitze ein besseres Leitungsvermögen in Bezug auf Wärme als der andere, und Fourier's Formeln selber geben ein Mittel an die Hand, die Leitungsvermögen der verschiedenen Körper unter einander zu vergleichen. Auf diesem Wege ist Despretz zu den folgenden Resultaten gelangt, in welchen die neben den verschiedenen Stoffen stehenden Zahlen derselben relative Leitungsvermögen anzeigen.*)

Gold	1000,0	Zinn	303,9
Silber	973,0	Blei	179,6
Platin	981,0	Marmor	23,6
Kupfer	898,2	Porzellan	12,2
Eisen	374,3	Ziegel- und	
Zink	368,0	Ofenmasse	11,4

*) Aus neueren Versuchen von G. Wiedemann und R. Franz geht jedoch hervor, daß die Leitungsfähigkeit der Metalle in Bezug auf Wärme ihrem Leitungsvermögen in Bezug auf Electricität ganz gleich ist.

Bei diesen Versuchen fand Despretz das Holz dermaßen schlecht leitend, daß eine viereckige Stange von 21mm Seite einige Centimeter von ihrem erwärmten Ende ab gar keine Wärmezunahme zeigte, obgleich dieses Ende bis zur Verkohlung erhitzt wurde. Hieraus erklärt sich der Umstand, warum sehr erhitzte Metalle ohne Beschädigung mit den Händen mittelst hölzerner Griffe angefaßt werden können, womit die Metalle versehen worden sind.

Aehnlich wie Holz verhalten sich aus Holzfasern oder Haaren gewirkte Stoffe, Leder u. dgl.

In den flüssigen Körpern pflanzt sich die Wärme zwar in derselben Weise wie in den festen fort, aber die so von einer Stelle zur andern gelangende Wärme macht nur einen geringen Theil von der durch Strömung sich ausgleichenden Wärme aus. In den flüssigen Körpern wird nämlich das wärmere Theilchen in Folge seiner verhältnißmäßig größern Ausdehnung specifisch leichter als das kältere, es bewegt sich daher von diesen umgeben in die Höhe und theilt sein Uebermaaß von Wärme während seiner Bewegung, wobei es mit den kälteren Theilen fortwährend in unmittelbare Berührung kommt, diesen ungleich schneller mit als ohne sie geschehen könnte. Hieraus erklären sich mehrere auf dieser Eigenthümlichkeit beruhende Erscheinungen. Die in Gefäßen eingeschlossenen wässerförmigen Flüssigkeiten nehmen nur äußerst langsam und unvollständig Wärme von solchen heißen Körpern an, die höher als sie selber stehen, während sie sich weit schneller durch und durch erwärmen, wenn ihnen die Wärme von unten zugeführt wird; daher kommt Wasser in Töpfen später zum Sieden, wenn das Feuer neben ihnen auf die Töpfe einwirkt, als wenn es unter ihnen angemacht wird.

Es giebt aber noch eine dritte Art, wie die Wärme in die Ferne gelangt, die wir die Strahlung der Wärme nennen. Diese Art von Transferirung der Wärme ist die räthselhafteste; sie geschieht mit viel größerer Geschwindigkeit als die beiden vorigen, und man könnte versucht werden, sie einem aus der Wärme sich hervorarbeitenden Lichtantheile zuzuschreiben, indem sie die Gesetze der Lichtbewegung fast sämmtlich enthält, wenn mit ihr nicht so viele individuelle Eigenthümlichkeiten in Conflikt kämen, die von einer solchen Annahme wieder abzuschrecken recht geeignet sind.

Die strahlende Wärme tritt aus Körpern von verschiedenem Stoffe mit verschiedener Stärke hervor, und schon ein dünner Ueberzug, womit man den strahlenden Körper bekleidet, reicht oft hin, einen großen Unterschied hierin zu bewirken. Von zwei gleich durchsichtigen Körpern kann der eine die strahlende Wärme fast ganz durch sich hindurch gehen lassen, während der andere sie fast ganz von sich zurück hält. Dieser unerklärliche besondere Einfluß der verschiedenen Körper auf strahlende Wärme wird dadurch noch geheimnißvoller, daß derselbe Körper ein verschiedenes Verhalten zur strahlenden Wärme zeigt, je nachdem diese aus verschiedenen Quellen hervorgegangen ist, ja daß die

Eigenschaften der strahlenden Wärme schon durch den Körper abgeändert werden können, durch welchen sie hindurch gegangen ist. In neuerer Zeit hat sich Melloni um diesen Gegenstand am verdientesten gemacht und zu dessen gründlicherer Untersuchung einen Apparat ersonnen, den wir im Kapitel vom Galvanismus näher kennen lernen werden. Seine neuesten Ansichten über das Charakteristische der strahlenden Wärme hat derselbe in einer eigenen Schrift niedergelegt, welche den Titel führt:

La Thermochrôse par M. Melloni. Naples.

Die gewöhnlichsten Versuche über strahlende Wärme stellt man mit zweien Hohlspiegeln von geschlagenem Messing an, die man in einer Entfernung von 10 und mehr Fußen aus einander so aufstellt, daß ihre Mittelpunkte einander zugekehrt sind, und daß die durch diese Mittelpunkte gehende Gerade diese beiden Spiegel in ihrer Mitte trifft. Stellt man nun einen erhitzten Körper im Brennpunkte des einen Spiegels auf, so wird ein Thermometer oder Thermoscop eine Erhöhung der Temperatur im Brennpunkt des andern Spiegels anzeigen. Bringt man im Brennpunkt des einen Spiegels glühende Kohlen an und versetzt diese mittelst eines Blasbalgs in recht lebhaftes Glühen, so wird ein im Brennpunkt des andern Spiegels aufgestecktes Stückchen Zunderschwamm zu brennen anfangen. Alle dergleichen Erscheinungen aber liefern den Beweis, daß die strahlende Wärme bei ihrer Bewegung in der That die Gesetze des Lichts einhält. Besonderes Aufsehen erregte im vorigen Jahrhundert die Erscheinung, daß wenn man im Brennpunkt des einen Spiegels ein Stück Eis oder eine kleine Schneemasse anbringt, ein im Brennpunkt des andern Spiegels aufgestelltes Thermoscop hier eine Erniedrigung der Temperatur zu erkennen giebt, weil man hiernach die Kälte für etwas Positives, nicht für eine bloße Abwesenheit der Wärme ansehen zu müssen glaubte; allein bei näherer Betrachtung überzeugte man sich bald, daß die gleiche Erscheinung unter beiden Annahmen zu Stande kommen müsse.

Die frühern Physiker hatten allerhand Vorrichtungen ersonnen, um das ungleiche Wärmeleitungsvermögen der verschiedenen Körper vor Augen zu legen; auch sind dieselben zu diesem Zwecke wohl zu gebrauchen, zu einer genauen Bestimmung des Verhältnisses der verschiedenen Leitungsvermögen unter einander aber sind sie keineswegs geeignet.

§. 68. Von dem besondern Verhalten der Dämpfe in der Wärme.

Wir haben schon oben an einer Stelle (§. 61.) geäußert, daß die Dämpfe in jeder Temperatur sich bilden können, aber nur in der Siedehitze aus der wasserförmigen Flüssigkeit sich gewaltsam erheben; jetzt wollen wir die dabei obwaltenden Umstände näher kennen zu lernen suchen. So lange eine verdampfbare Flüssigkeit, auf welcher die Atmosphäre lastet, die Temperatur ihrer

Siedehitze noch nicht erreicht hat, entwickeln sich deren Dämpfe nur an ihrer Oberfläche in dem Maaße spärlicher als die Temperatur weiter von der Siedehitze noch absteht, und die so entstandenen Dämpfe gehen nur mühsam in die auf die verdampfende Flüssigkeit drückende Luft über; wenn aber die Luft durch irgend ein Mittel entfernt wird, so entsteht der Dampf mit Blitzesschnelle wiewohl nur bis zu der Menge hin, die ihm seine eigene Natur gestattet. Auf diesem letztern Wege, der vorzugsweise einer klaren Einsicht in die Natur der Dämpfe zuzuführen schien, stellte der englische Physiker Dalton Versuche an. Er ließ in der Röhre eines Gefäßbarometers eine geringe Quantität Wassers aufsteigen, umgab sodann diese Röhre ihrer ganzen Länge nach mit einer weitern, in die er Wasser bis über das höchste Ende der in ihr enthaltenen hinaus bringen und durch Wegnehmen des kältern und Nachschütten von heißerm Wasser in jeder Temperatur erhalten konnte. Nachdem er so eine bestimmte Temperatur längs des ganzen oberhalb des Quecksilbers befindlichen Raumes herbeigeführt hatte, schrieb er diese Temperatur und zugleich den Stand des Quecksilbers im Barometer auf. Dieser Stand war im Gegenhalte zu dem eines andern Barometers ohne Wasser um so niedriger, als die Temperatur des Wassers zunahm, woraus er abnehmen konnte, daß sich aus dem Wasser um so mehr Dampf erhob, je höher die Temperatur des Raums war, in welchem sich der Dampf erzeugte, und der Unterschied im Stande der beiden Barometer gab offenbar den Druck des in der Torricellischen Röhre gebildeten Dampfes zu erkennen.

Dalton führte diese Versuche mit viel Fleiß und Geschicklichkeit durch und dehnte sie auch auf die Dämpfe von andern Flüssigkeiten als Wasser aus. Ich theile die von ihm in Bezug auf Wasserdampf erhaltenen Resultate in der folgenden Tabelle von 5 zu 5 Graden mit:

Temperatur in Reaumurschen Graden.	Druck des Dampfes in Pariser Zollen.	Temperatur in Reaumurschen Graden.	Druck des Dampfes in Pariser Zollen.	Temperatur in Reaumurschen Graden.	Druck des Dampfes in Pariser Zollen.	Temperatur in Reaumurschen Graden.	Druck des Dampfes in Pariser Zollen.
0	0,188	20	0,852	40	3,274	60	10,500
5	0,278	25	1,207	45	4,450	65	13,632
10	0,409	30	1,711	50	6,027	70	17,551
15	0,590	35	2,415	55	7,987	75	22,356

Diese von Dalton in den Memoiren von Manchester 1805 mitgetheilten Resultate, welche theilweise schon früher, jedoch nicht in derselben Vollständigkeit, von Schmidt und Betancourt aufgefunden worden waren, munterten viele andere Physiker zu ähnlichen Versuchen mit abgeänderten Ap-

paraten, die meistens schon Dalton selber angezeigt hatte, auf, und alle ihre Bemühungen dienten nur zur Bestätigung der Zuverlässigkeit seiner Angaben, was Aufsehen erregte, da sein Apparat die Temperaturen nicht mit der erforderlichen Genauigkeit angeben zu können schien.

Der von Dalton benützte Apparat konnte seiner Natur nach nur zur Beobachtung des Drucks des Dampfes dienen, der in einer Temperatur erzeugt war, die unterhalb des Siedepunktes der ihn umgebenden Flüssigkeit lag; deßhalb nahmen spätere Arbeiten vorzugsweise auf den Druck des in höherer Temperatur erzeugten Dampfes Rücksicht. Unter diesen sind besonders die von Dulong angestellten Versuche hervorzuheben, welche bis zu sehr hohen Dampfdrucken sich erstreckten und deren Resultate bis zu einem Drucke von 8 Atmosphären in folgender Tabelle enthalten sind.

Temperatur in Centesimal-Graden.	Druck des Dampfes in Atmosphären.	Temperatur in Centesimal-Graden.	Druck des Dampfes in Atmosphären.
100°	1	149,06	4½
112,2	1½	153,08	5
121,4	2	156,8	5½
128,8	2½	160,2	6
135,1	3	163,48	6½
140,6	3½	166,5	7
145,4	4	169,37	7½
		172,1	8

Alle die vorstehenden Angaben über den Druck des Wasserdampfes gehen jedoch von der Voraussetzung aus, daß es der in der angezeigten Temperatur stärkstmögliche sei, oder, wie man sich auch auszudrücken pflegt, daß es gesättigter Wasserdampf sei. Dieß wird indessen bei Versuchen wie die Dalton'schen, wobei die Luft ganz ausgeschlossen blieb, stets der Fall sein, wenn nur dafür gesorgt wird, daß von der verdampfbaren Flüssigkeit immer im Ueberschuß vorhanden ist, weil die Dampfbildung da, wo keine Luft auf die verdampfende Flüssigkeit drückt, mit Blitzesschnelle geschieht, und deswegen schon in der kürzesten Zeit ihr Maximum erreicht, wenn ihr nicht der Stoff ausgeht. Ist ein Raum bei irgend einer Temperatur mit Dampf gesättigt, und zieht sich dieser Raum aus irgend Ursachen zusammen, ohne daß die Temperatur sich ändert, so nimmt der Dampf den wasserförmigen Zustand in dem Maaße an, daß der rückständige stets denselben Druck ausübt, indem er unablässig den kleiner werdenden Raum nur eben sättigt; erhöht sich aber die Temperatur in dem sich zusammenziehenden Raume, so kann der Druck

des Dampfes größer werden bis zu der Stelle hin, wo er sein, dieser neuen Temperatur entsprechendes Maximum erreicht hat. Eben so wird der Druck von gesättigtem Dampfe geringer, wenn der Raum, worin er sich befindet, erkältet wird; er geht so lange wieder in den wasserförmigen Zustand über, bis der rückständige eben nur auf das dieser neuen Temperatur entsprechende Maximum des Druckes herabgesunken ist. Wird der in einem Raum befindliche Dampf, er mag gesättigt sein oder nicht, erhitzt oder dehnt sich dieser Raum aus irgend Ursachen weiter aus, und ist von der verdampfenden Flüssigkeit nichts mehr vorhanden, so übt er dabei blos die allen luftförmigen Körpern zukommenden Eigenschaften aus, und nicht das kleinste Theilchen von ihm geht in den wasserförmigen Zustand zurück, weil in beiden Fällen nicht genug Dampf zur Sättigung vorhanden ist; findet aber umgekehrt eine Erkältung oder Verkleinerung des Raumes statt, und war der darin befindliche Dampf nicht gesättigt, so verdichtet sich der Dampf, ohne seine Luftform aufzugeben, nur so lange, bis er in der niedrigeren Temperatur oder dem verkleinerten Raum sein, diesen entsprechendes Maximum des Druckes erreicht hat. Was darüber ist, geht in die wässerige Form zurück. Diese amphibole Natur des Dampfes, gemäß welcher er bald in der Luft-, bald in der Wasserform erscheint, erschwert die Verfolgung seiner Wirkungen, und ist da, wo es deren Beurtheilung gilt, nie aus den Augen zu verlieren. Ich füge den bisher angegebenen Eigenschaften des Wasserdampfes noch eine bei, welche dessen specifische Wärme angeht. Man hat nämlich durch die in §. 65. und 66. beschriebenen Mittel gefunden, daß ein gegebenes Gewicht Wasserdampf von jeglicher Temperatur, wenn er nur in ihr gesättigt ist, dieselbe Menge Wärme in sich trägt, wobei indessen die Ansichten der verschiedenen Beobachter bis jetzt noch insoferne auseinander gehen, daß die einen unter dieser Wärmemenge die gebundene Wärme mit Inbegriff der freien, die andern hingegen mit Ausschluß der freien verstehen.

Man hat neben dem Wasserdampf auch noch die Dämpfe solcher Körper untersucht, die unter gewöhnlichem Drucke und in gewöhnlicher Temperatur die Wasserform behaupten, wie Weingeist, Schwefelkohlenstoff und Schwefeläther, und auch solcher, die erst bei vermehrtem Drucke und in gewöhnlicher Temperatur die Wasserform annehmen, wie die schweflige Säure, Cyan und Ammoniak. Alle diese Dämpfe kommen mit dem Wasserdampfe in den zwei folgenden Eigenschaften überein:

1) Ihr Druck wächst in viel größerem Verhältnisse, als die Temperatur, in welcher sie sich bilden.

2) Ihr Maximum des Druckes im luftleeren Raume ist bei jeglicher Temperatur dem Luftdrucke gleich, unter welchem die wasserförmige Flüssigkeit bei der gleichen Temperatur in's Sieden geräth, oder mit andern Worten, der Druck des bei einer gegebenen Temperatur gesättigten Dampfes ist dem

Druck der Luft gleich, bei welchem die Flüssigkeit von der gleichen Temperatur in's Sieden kommt.

Die erste von den zwei vorstehenden Eigenschaften reiht die Dämpfe unter den krafterzeugenden Mitteln oben an, und gab Anlaß zur Erfindung der sogenannten Dampfmaschinen. Die zweite hier angegebene Eigenschaft bietet ein sehr bequemes Mittel an die Hand, den Druck gesättigter Dämpfe zu bestimmen. Man darf nämlich nur die mit einem Thermometer versehene Flüssigkeit, deren Dämpfe untersucht werden, mit einem Gefäße in Verbindung bringen, in welchem sich die Luft beliebig verdünnen oder verdichten läßt, und das eine manometrische Vorrichtung in sich enthält, aus welcher sich die Größe des jedesmaligen Druckes ersehen läßt. Bringt man nun die wasserförmige Flüssigkeit in's Sieden und beobachtet die Temperatur, bei welcher es geschieht, so giebt der gerade stattfindende Luftdruck den Druck des gesättigten Dampfes in derselben Temperatur zu erkennen. Auf diesem Wege sind in der That die oben von Dulong herrührenden Angaben des Drucks des Wasserdampfes in höhern Temperaturen erhalten worden.

Diese Abhängigkeit der Temperatur, bei welcher eine wasserförmige Flüssigkeit siedet, von dem Druck der Luft, die auf ihr lastet, hat auf den Gedanken gebracht, mittelst sehr empfindlicher Thermometer die Temperatur, bei welcher Wasser siedet, möglichst genau zu bestimmen, und aus ihr den Druck der Luft, der zu derselben Zeit statt hat, herzuleiten. Dieser Gedanke, welcher zuerst von Wollaston in Anregung gebracht worden ist, wurde später in Oesterreich durch Gintl mit großer Sorgfalt ausgeführt; man nennt die von ihm zu solchem Zwecke erdachte und sehr zweckmäßig eingerichtete Vorrichtung Thermo-Barometer.

§. 69. Von der Dampf-Maschine und den daran sich knüpfenden weitern Eigenschaften der Dämpfe.

Alle jetzt im Gebrauche stehenden Dampfmaschinen sind von solcher Art, daß der in einem auf beiden Seiten verschlossenen Cylinder dicht schließende Kolben durch die Wirkung des Dampfes abwechselnd von einer Seite nach der andern hin geschoben wird, und dadurch mittelst einer an dem Kolben fest gemachten, luftdicht durch einen der Deckel des Cylinders gehenden Stange, die mit letzterer verbundene mechanische Vorrichtung in Bewegung bringt und darin erhält, welcher Mechanismus als solcher das Gebiet der Physik gar nicht berührt. Je nach der Art und Weise, wie die Hin- und Herbewegung des Kolbens durch den Dampf zu Stande kommt, theilen sich die Dampfmaschinen in zwei Klassen ab. Bei den einen, den Hochdruckmaschinen, wird Dampf, dessen Druck den der Atmosphäre vielmal übertrifft, auf der einen Seite des Cylinders eingeleitet, während auf der andern Seite nur der

Druck der Atmosphäre wirksam ist. Dadurch wird der Kolben bis an das Ende des Cylinders hin getrieben, und nun wird dem Dampf ein Zugang auf der andern Seite des Kolbens eröffnet, gleichzeitig aber auf der vorigen Seite verschlossen und dafür ein Ausgang in's Freie gegeben. Nun setzt sich der Kolben in entgegengesetzter Richtung in Bewegung, und an dem andern Ende angekommen, wird dem Dampf auf dieser Seite ein Zugang eröffnet, während der auf der vorigen Seite sich schließt, und einem Ausgang in's Freie Platz macht. Auf diese Weise setzt sich die Hin- und Herbewegung so lange fort, als noch Dampf vorhanden ist. Die Herbeiführung des Dampfes ist einem eigenen Apparate anvertraut, in den das erforderliche Wasser während der Bewegung des Kolbens mittelst einer Druckpumpe unausgesetzt eingepreßt wird. Zur möglichsten Erhaltung des Dampfes in solchen Theilen der Maschine, wo er noch mit voller Kraft auftreten soll, werden diese Theile nicht selten mit solchen Körpern umgeben, welche die Wärme schlecht leiten.

Die andere Klasse der Dampfmaschinen, derer vom niedern Druck, ist zusammengesetzter. Bei diesen wird Dampf von einem Drucke, der den der Atmosphäre nicht beträchtlich übertrifft, auf beiden Seiten des Kolbens eingeführt, aber abwechselnd auf der einen und andern Seite durch Abkühlung des Raumes zum größten Theile wieder weggenommen, und dadurch die Hin- und Herbewegung des Kolbens bewirkt. Der abwechselnde Zu- und Abgang des Dampfes bei diesen Maschinen wird durch die gleichen Mittel wie bei den Hochdruckmaschinen herbeigeführt, und die nöthige Erkältung des Dampfes wird durch eine eigene Vorrichtung bewirkt, die man Condensator nennt. Anfänglich ließ man kaltes Wasser in den mit Dampf erfüllten Cylinder selbst einspringen, später brachte man neben dem Hauptcylinder einen kleinern an, in dem das Geschäft der Abkühlung durch kaltes Wasser geschah; zuletzt überzeugte man sich, daß das Geschäft der Abkühlung gleich gut von Statten geht, wie nahe oder fern auch das kalte Wasser von dem Dampfe sein mag, wenn nur zwischen beiden der Luft kein Zutritt gestattet wird. Man war so durch die Dampfmaschine zu dem hochwichtigen Satze hingeleitet worden: „Der Dampf in einem luftleeren Raume schlägt sich mit Blitzesschnelle so lange an den kältern Stellen der Wände nieder, bis sein Druck der Temperatur der kältesten Stelle entsprechend geworden ist.“*)

*) Ich nehme hier die Gelegenheit wahr, Dalton gegen Beschuldigungen in Schutz zu nehmen, wie sie in der neuen Ausgabe von Gehler's Wörterbuch unter dem Artikel „Dampf“ (Seite 327 und 328.) gegen den, der uns zuerst ein vollständiges Bild von der Natur der Dämpfe lieferte, vorgebracht worden sind. Hätte Dalton durch irgend ein mechanisches Rührwerk sein warmes Wasser fortwährend untereinander gemischt und dessen Temperatur dann angegeben, so hätte ihm wohl Niemand Vorwürfe dieser Art gemacht. Nun war aber in Dalton's Versuchen ein solches Rührwerk, wahrscheinlich besser als es Menschenhände zu machen ver-

Der Condensator bei den Dampfmaschinen niedern Drucks macht indessen zwei Pumpen nöthig, denn da das kalte Wasser, an dem sich der heiße Dampf niederschlägt, dessen gebundene Wärme in sich aufnimmt und dadurch schnell heiß wird, wodurch es seinen Zweck nicht mehr recht erfüllen könnte, so muß durch eine Pumpe, die Warmwasserpumpe, dem Condensator dieses heiße Wasser entführt und durch eine andere, die Kaltwasserpumpe, an dessen Stelle kaltes Wasser herbeigeschafft werden. Außer diesen Theilen ist zu solchen Dampfmaschinen noch ein Kessel, der gewöhnlich seinen Wasserbedarf von der Warmwasserpumpe erhält, erforderlich, in welchem der wirkende Dampf erzeugt und durch Röhren in den Cylinder der Maschine übergeführt wird.

Unter den Hochdruckmaschinen giebt es noch eine besondere Art, die den Namen Expansionsmaschinen erhalten haben; diese gehen aus nachstehender Betrachtung hervor. Wenn z. B. Dampf von achtfachem Atmosphärendruck den Cylinder zur Hälfte ausgefüllt hat, und nun plötzlich abgesperrt wird, so bewegt sich der Kolben doch noch nach derselben Seite hin fort, wobei der Dampf sich über einen größern Raum verbreitet, aber selbst wenn der Kolben bis an's Ende des Cylinders gekommen ist, doch noch einen vierfachen Atmosphärendruck ausübt. Auf solche Weise wird mit dem halben Aufwand von Dampf doch noch immer der ganze Zweck erreicht; aber es muß zu diesem Ende an der Maschine eine eigene Vorrichtung zum Absperren des Dampfes angebracht werden, wodurch sie in Etwas complicirter wird.

Obgleich im Vorigen alle physikalischen Elemente der Dampfmaschine vollständig aufgeführt worden sind, so werde ich doch noch einige blos mechanische Vorkehrungen in derselben kurz besprechen, um dadurch ein vollständigeres Bild von ihr zu geben.

---

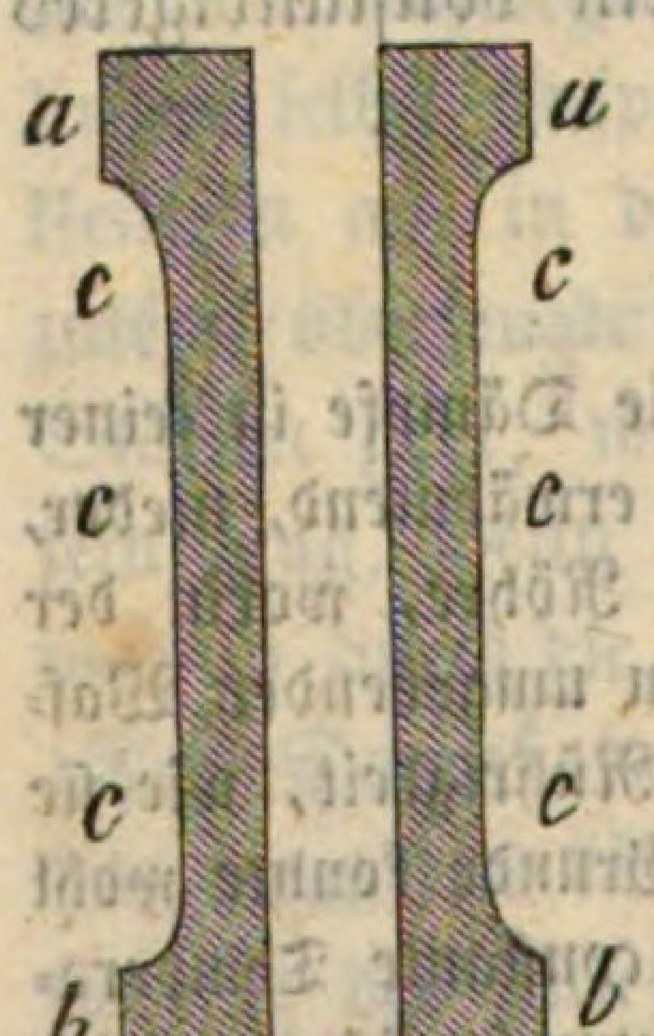
mögen, ihm selber vielleicht unbewußt, wirklich vorhanden. Die Dämpfe in seiner Röhre schlugen sich fortwährend an deren kältern Stellen, diese erwärmend, nieder, bis eine Gleichheit der Temperatur innerhalb des Stücks der Röhre, worin der Dampf sich befand, und damit auch innerhalb des diesen Raum umgebenden Wassers hergestellt war, und diese Herstellung geschah mit einer Rührigkeit, wie sie auf einem andern Wege nicht zu erreichen war. Aus diesem Grunde konnte wohl bei den Dalton'schen Versuchen das Thermometer ziemlich constante Temperaturen zeigen, und dann mußten die Dalton'schen Resultate um so sicherer sein, je näher die Kugel des Thermometers an der Stelle sich befand, wo die Abkühlung am schnellsten vor sich ging. Es ist nicht wahrscheinlich, daß Dalton die Temperatur seines Wassers nicht an mehrern Stellen untersucht haben sollte; wenn er aber überall die gleiche fand, so ist es sehr natürlich, daß er in dieser Beziehung Vorsichtsmaßregeln zu geben unterließ. Jedenfalls muß Dalton's Aufrichtigkeit so lange unangefochten bleiben, bis dessen Versuche in derselben Weise durch einen andern geschickten Physiker wiederholt worden sind, insbesondere, da die von Ure auf einem ganz andern Wege erhaltenen Zahlen genau mit den Dalton'schen übereinstimmen.

Fig. 74.



Der den physikalischen Hergängen in der Dampfmaschine zunächst liegende mechanische Bestandtheil ist derjenige, durch welchen dem Dampf ein Zugang in den Cylinder abwechselnd eröffnet und verschlossen, im letzteren Falle aber auch zugleich ein Ausgang in den Condensator möglich gemacht wird. Zu diesem Zwecke bedient man sich gegenwärtig fast ausschließlich der folgenden Einrichtung. Neben dem Hauptcylinder der Dampfmaschine wird ein viel schmälerer Cylinder von etwas größerer Länge als jener (siehe die nebenstehende Fig. 74.) angebracht, der bei A und B Ansätze hat, durch die er mit den beiden Enden des Hauptcylinders in Verbindung steht. Das eine Ende M dieses Nebencylinders ist verschlossen, das andere N führt zu dem Condensator hin. Auf der andern Seite von den Ansätzen A und B befindet sich ein dritter C, der mit der Röhre verbunden wird, durch welche der erzeugte Dampf hindurch geleitet wird. Dieser Dampf würde, durch den Ansatz C in dem Nebencylinder angekommen, sich durch die Ansätze A und B auf beiden Seiten des Kolbens im Hauptcylinder verbreiten können, wenn der Nebencylinder nicht auf seiner offenen Seite mit dem Condensator zusammenhinge; so aber wird sich fast aller Dampf an dem kalten Wasser des Condensators niederschlagen. Um dieses zu verhüten und um dem Dampfe vorgeschriebene Bahnen anzuweisen, ist in dem Nebencylinder eine besondere Vorrichtung (siehe die nebenstehende Fig. 75.) angebracht, die man das Schiebventil nennt. Es besteht aus einem massiven, längs seiner Mitte durchbohrten, bis auf zwei Stellen aa und bb in beträchtlicher Ausdehnung ccc ausgedrehten, und dadurch eine Höhlung in dem Nebencylinder, in welche stets Dampf aus dem Ansatz C eintreten kann, bildenden Metallstücke von solcher Länge, daß, wenn eines seiner Enden aa, bb schon über einen den Ansätze A und B weggerückt ist, das andere noch in gedachter Höhlung sich befindet, so daß nie beide Ansätze zugleich sich innerhalb der Höhlung oder außerhalb des Schiebventils befinden können.

Fig. 75.



Mit den Enden aa und bb schließt sich das Schiebventil stets dicht an die innere Wand des Nebencylinders an; wird es daher so gestellt, daß einer der Ansätze A oder B eben ganz außer ihm, der andere hingegen noch in seiner Höhlung liegt, so kann der Dampf aus dem außerhalb des Schiebventils liegenden Ansatze entweder unmittelbar oder mittelst der durch es hindurch laufenden Bohrung zum Condensator gelangen und sich hier niederschlagen; der Eintritt von Dampf in diesen Ansatz ist verschlossen, dagegen im andern

Ansatz offen, während aus diesem kein Dampf in den Condensator übergehen kann.*) Der Kolben im Hauptcylinder muß sich also von der Seite, auf welcher Dampf in diesen Cylinder eingeht, nach der entgegengesetzten Seite hinbewegen, und wenn bei seiner Ankunft am andern Ende das Schiebventil so verstellt wird, daß der Ansatz, welcher bisher außer ihm lag, in seine Höhlung, dagegen der, welcher bisher in seiner Höhlung sich befand, außer ihm zu stehen kommt, so wird der Kolben nach der entgegengesetzten Richtung sich bewegen müssen. So wird die Hin- und Herbewegung des Kolbens durch rechtzeitige Verstellung des Schiebventils unausgesetzt erhalten werden können.

Um das Bild der Dampfmaschine zu vollenden, habe ich nur noch hinzuzufügen, daß sie es war, aus der die jetzt bei Maschinen aller Art eingeführte Sitte hervorging, durch eine einzige Kraft nicht nur die Hauptarbeit der Maschine, sondern zugleich auch alle dabei vorkommenden Nebenarbeiten verrichten zu lassen. Man ließ zu diesem Zwecke das eine Ende eines gleicharmigen Hebels von der Kolbenstange in Bewegung setzen, und setzte durch diesen Hebel zugleich auch mittelst Stangen die Warm- und Kaltwasserpumpe in Thätigkeit. Durch eine am andern Ende dieses Hebels angebrachte Stange setzte man mittelst einer Kurbel ein Schwungrad in drehende Bewegung, das in die eigentliche, durch die Dampfmaschine in Gang zu bringende Arbeitsmaschine eingriff. Die Hauptbestimmung dieses Schwungrads ist, der Arbeitsmaschine zu einem möglichst gleichförmigen Gang zu verhelfen. Ja man blieb hierbei nicht stehen; man trug den mit diesem Hebel zugleich in Bewegung gesetzten Theilen auch noch auf, dafür zu sorgen, daß das Schiebventil zur rechten Zeit immer die rechte Stellung von selber einnimmt; daß der Zugang des Dampfes sich von selber verringert, im Falle die Maschine in zu schnelle Bewegung kommen sollte, und im entgegengesetzten Falle sich vergrößert; daß der Zufluß von Wasser sich von selber da vermehrt, wo ein Mangel zu entstehen droht, und da sich vermindert, wo ein Ueberfluß entstehen will; daß die glühenden, den Dampf erzeugenden Kohlen in Zeiten der Gefahr von selber erlöschen; und dergleichen noch andere Dinge mehr.

Solche Selbstregelungen in einer Maschine haben einen großen Werth, wenn durch sie ein Zweck von entsprechender Wichtigkeit erreicht wird; im Gegenfalle können sie aber auch leicht in eine bloße Spielerei ausarten. Hier genügt schon ihre Erwähnung einestheils, weil sie unserer speziellen Aufgabe zu fern liegen, und anderntheils, weil zur Erreichung des gleichen Ziels sehr verschiedene Mittel und Wege eingeschlagen werden können.

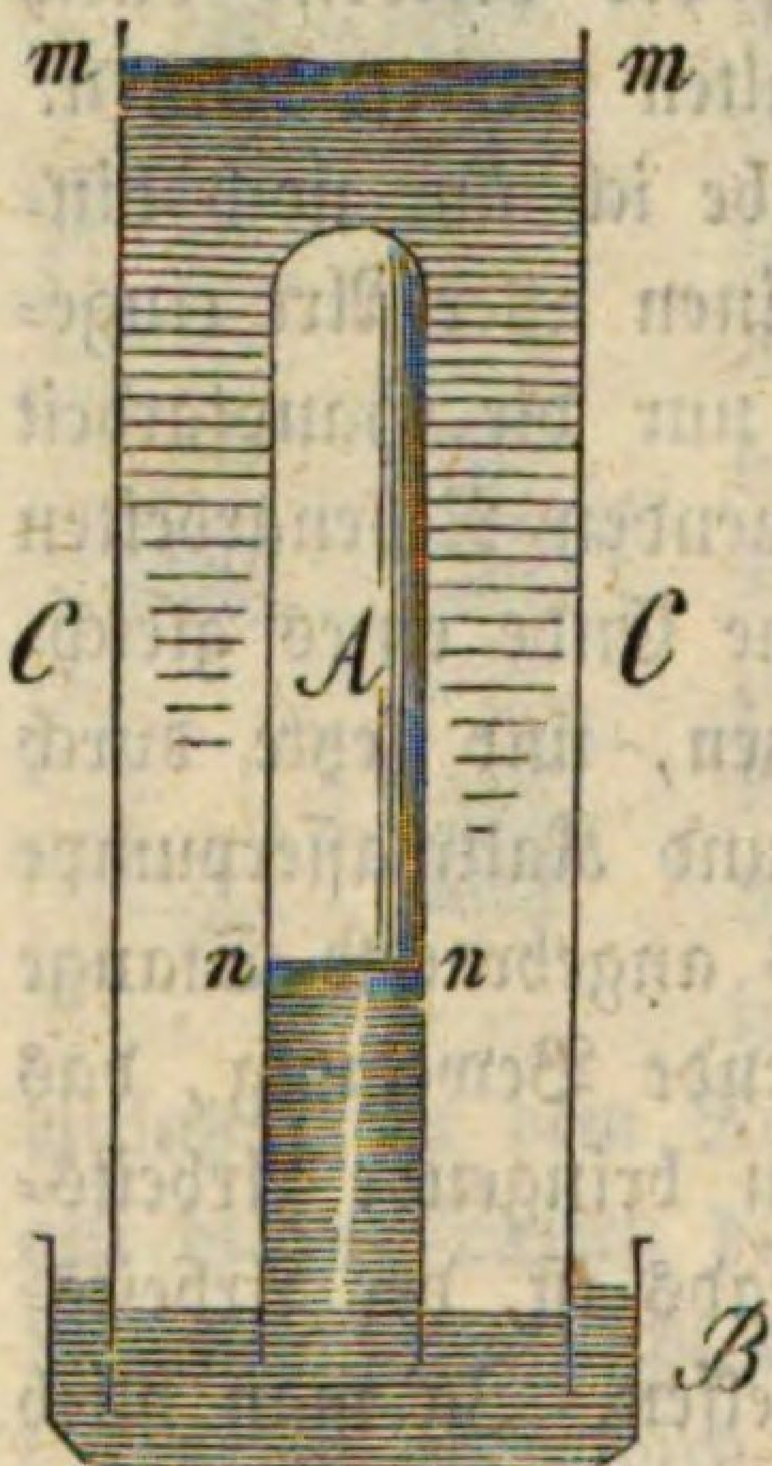
---

*) Der leichtern Anschauung halber ist hier das Schiebventil cylinderförmig dargestellt worden. Oft wird indessen die Einrichtung so getroffen, daß die Theile von ihm, welche die Oeffnungen A und B der Fig. 74. zu verschließen bestimmt sind, eben gemacht und gegen die ebenen Grenzflächen der Oeffnungen A und B durch den Verschluß selber angedrückt werden.

§. 70. Von der Dichtigkeit des Dampfes.

Die allgemeinere Einführung der Dampfmaschinen machte eine Kenntniß der Dichtigkeit des gesättigten Wasserdampfes bei jeglichem Drucke sehr wünschenswerth, weil hievon der Verbrauch des Wassers in einer intendirten Dampfmaschine abhängig war, und darnach die Größe des Dampf erzeugenden Apparates bemessen werden mußte. Gay Lussac wendete zu diesem Zwecke das folgende sinnreiche Verfahren an. Er füllte eine graduirte Röhre A (Fig. 76.) mit Quecksilber an und stürzte diese in einem mit Quecksilber versehenen Gefäße B um, wobei auf völlige Abwesenheit von Luft und Wasser besondere Rücksicht zu nehmen ist. Nun blies er ein dünnes Glasrohr zu einer kleinen Kugel auf, zog die Röhre von der Kugel ab zu einer dünnen Spitze aus und wog das so geformte Glas; hierauf füllte er das Glas mit reinem Wasser bis nahe an das Ende der Spitze und schmolz diese Spitze zu, wog das Ganze wieder, um das Gewicht g des darin enthaltenen Wassers zu finden, und ließ sodann dieses Gefäßchen mit Wasser unter dem Quecksilber in der Röhre A aufsteigen. Nachdem dieses geschehen, umgab er die Röhre A mit einem weitern Glascylinder CC und goß Wasser in den Zwischenraum zwischen CC und A, bis es oberhalb der Röhre A zusammenschlug und dessen Oberfläche mm ohngefähr einen Zoll vom Ende dieser Röhre abstand. Diese ganze Vorrichtung wird auf einen kleinen Ofen gestellt und das reine Wasser bis zum Sieden erhitzt. Während der Erwärmung zerplatzt das Glasgefäß in A, die Wasserdämpfe entwickeln sich und das Quecksilber in der Röhre A sinkt bis auf eine gewisse Stelle nn herab.*)

Fig. 76.



Man unterhält das Wasser längere Zeit auf der gleichen Temperatur t und bestimmt den Unterschied im Stande des Quecksilbers bei nn und in dem Gefäße B außerhalb des Cylinders CC, er sei u. Der Raum, den der Wasserdampf in der Röhre A einnimmt, läßt sich an der graduirten Röhre ablesen, er sei r. Aus diesen Elementen berechnet man den Raum, welchen das Gewicht g Wasserdampf einnähme, wenn es unter dem Normaldruck stände und die Temperatur 100°C hätte, auf die Weise, welche in §. 60. angegeben worden ist, und hiernach läßt sich leicht der Raum R angeben, den die Gewichtseinheit Wasserdampf unter dem Normaldrucke und bei 100°C einnimmt. Die

*) Das Quecksilber in A darf nicht unter das in B herabsinken; dieß würde anzeigen, daß man zu viel Wasser in der Röhre A hat, und man müßte den Versuch mit einem kleinern Glaskügelchen zum zweiten Male anstellen.

Größe R giebt die Dichtigkeit des Wasserdampfes unter den angegebenen Umständen zu erkennen, und dann läßt sich leicht die Dichtigkeit des in jeder andern Temperatur gesättigten Wasserdampfes finden, da sich aus obigen Tafeln dessen Druck entnehmen läßt. Die ganze Aufgabe reducirt sich nämlich darauf, die Dichtigkeit eines luftförmigen Körpers, dessen Druck und Temperatur gegeben ist, auf die desselben luftförmigen Körpers bei 100° C und unter dem Normaldrucke zurückzuführen. Nach Gay Lussac's Versuchen ist die Dichtigkeit des Wasserdampfes $^5/_8$ von der der atmosphärischen Luft bei gleichem Drucke und einerlei Temperatur, welcher Bestimmung jedoch der von diesem Naturforscher aufgefundene Ausdehnungscoefficient 0,375 der luftförmigen Körper zu Grunde liegt. Dieses sehr zweckmäßige Verfahren läßt sich noch bei vielen andern Dämpfen in Anwendung bringen. Zuweilen aber versagt es seine Dienste, und dann kann man das folgende von Dumas eingeführte mit Vortheil gebrauchen. Dumas benützte zu seiner Bestimmung eine große dünne Glaskugel, deren Hals zu einer feinen Spitze ausgezogen war, ohngefähr in der Form, wie in der nebenstehenden Fig. 77. In diese Glaskugel brachte er, nachdem sie mit Luft gefüllt, gewogen und dabei der Barometer- und Thermometerstand beobachtet worden war, eine hinreichende Menge von der zu verdampfenden Flüssigkeit, und setzte das Ganze unter Wasser, Oel oder Chlorzink, je nachdem die Flüssigkeit weniger oder mehr Wärme brauchte, um in's Sieden zu kommen, so daß nur die Spitze vom Halse der Glaskugel aus dem Bade herausschaute. Dieses Bad wurde nun über einem kleinen Ofen bis zu einer Temperatur erhitzt und darin erhalten, die ohngefähr 30° über dem Siedpunkte der zu verdampfenden Flüssigkeit lag, während welcher Erhitzung sich in der Kugel Dampf erzeugte, der mit Gewalt zur Spitze ihres Halses herausfuhr. Man unterhält das Feuer, so lange dieses Ausströmen dauert, in gleicher Stärke und schmilzt, so wie das Ausströmen aufgehört hat, die über das Bad hervorragende Spitze vom Halse der Kugel zu, worauf man alles erkalten läßt, aber die Temperatur des Bades im Augenblicke des Zuschmelzens so wie den Barometerstand sich anmerkt.

Fig. 77.



Aus den beobachteten Elementen läßt sich nun die Dichtigkeit des in der Kugel eingeschlossenen Dampfes wie folgt berechnen. Aus dem bekannten innern Rauminhalt der Glaskugel, der sich durch Abwägen einer sie erfüllenden wasserförmigen Flüssigkeit sehr genau auffinden läßt, kann man das Gewicht der diesen Raum erfüllenden trockenen atmosphärischen Luft von gegebener Temperatur und unter gegebenem Drucke berechnen. Hat man daher vor dem Versuche das Gewicht P der mit trockener Luft gefüllten Kugel gefunden

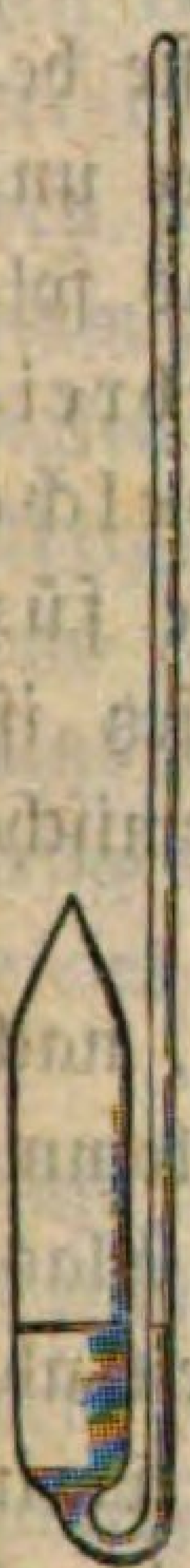
und zu gleicher Zeit die Temperatur und den Druck angemerkt, bei denen es geschah, so ergiebt sich aus dem bekannten Raume, den die Luft einnimmt, das Gewicht G, das der Luft unter der bei der Wägung wahrgenommenen Temperatur und dem dabei wahrgenommenen Drucke angehört. Auf dieselbe Weise läßt sich aber auch das Gewicht G′ auffinden, das der — die Glaskugel ausfüllenden — Luft entspräche, wenn diese der Temperatur und dem Drucke ausgesetzt gewesen wäre, wie sie beim Zuschmelzen der Spitze ihres Halses vorhanden waren. Bezeichnet nun P′ das Gewicht der mit Dampf erfüllten und zugeschmolzenen Glaskugel, so zeigt $P' - P$ die Größe an, um wie viel das Gewicht des Dampfes mehr als G beträgt, es ist also $P' - P + G$ das Gewicht des Dampfes, sonach $\frac{P' - P + G}{G'}$ das specifische Gewicht des Dampfes bezogen auf atmosphärische Luft, welche mit dem Dampfe einerlei Temperatur hat und unter gleichem Drucke steht.

Die nachfolgende Tabelle zeigt die Dichtigkeit von mehreren Dämpfen an, auf die Dichtigkeit der atmosphärischen Luft als Einheit bezogen und theils nach dem Gay Lussac'schen Verfahren, theils nach dem Dumas'schen bestimmt.

Dampf von	Dichtigkeit.	Dampf von	Dichtigkeit.
Zinnchlorid	9,200	Phosphorchlorür	4,875
Jod	8,716	Arsenikwasserstoff	2,695
Titanchlorid.	6,856	Schwefelkohlenstoff	2,645
Quecksilber	6,976	Schwefeläther.	2,586
Arsenikchlorür	6,301	Salzsäureäther	2,219
Chlorkiesel	5,939	Alkohol	1,613
Jodwasserstoffäther	5,475	Blausäure.	0,948
Terpentinöl	5,013	Wasser	0,623

Bei der außerordentlich großen Zunahme des Drucks oder der Dichtigkeit gesättigter Dämpfe in erhöhter Temperatur, wie sie sich für Wasserdampf aus den Tabellen des §. 68. ergiebt, wo von 100° ab die Temperaturänderungen, durch welche der Druck des Dampfes um eine halbe Atmosphäre größer wird, in ihrer Aufeinanderfolge sind: 12,2; 9,2; 7,4; 6,3; 5,5; 4,8; 3,66; 4,02; 3,72; 3,4; 3,28; 3,02; 2,87; 2,73 schien es nicht unmöglich, die Temperatur so hoch werden zu lassen, daß die Dichtigkeit des in ihr gesättigten Dampfes wieder der Dichtigkeit der wasserförmigen Flüssigkeit, aus der der Dampf hervorgegangen ist, sich annähern werde. Cagniard de la Tour stellte in dieser Beziehung Versuche mit Weingeist, Aether und Schwefelkohlenstoff in

Fig. 78.



einem Apparate an, dessen Einrichtung sich leicht aus der zur Seite stehenden Abbildung (Fig. 78.) erkennen läßt. An eine starke Glasröhre von 1mm innerer Weite war eine kürzere sehr starke und 5mm weite Glasröhre angeschmolzen und umgebogen, wie aus der Figur zu ersehen ist. In dieses auf beiden Seiten noch offene Glasgefäß wurde zuerst, um die beiden Schenkel von einander abzusperren, Quecksilber eingegossen und auf dieses in den weiten Schenkel kam die zu verdampfende Flüssigkeit, die Hälfte oder ein Drittel des leeren Raumes anfüllend, worauf beide Enden zugeschmolzen wurden. Nun wurde der untere Theil des Gefäßes, so weit der weite Schenkel reichte, in ein Oelbad gesetzt und erhitzt, dabei der Gang eines in dem Bade befindlichen Thermometers fortwährend im Auge behalten, und die Temperatur in dem Momente festgehalten, wo die Flüssigkeit im weiten Schenkel ihre Wasserform verloren und durch und durch die Luftform angenommen hatte. Dieß geschah bei Alkohol in der Temperatur von 259° C, bei Aether in der von 200° und bei Schwefelkohlenstoff in der Temperatur von 275°. Bei diesen Versuchen gab Cagniard de la Tour auch noch den Druck an, den die Dämpfe bei diesen Temperaturen äußerten, so wie das Verhältniß zwischen dem Raum, den der Dampf einnahm, und dem, welchen die verdampfende Flüssigkeit vor dem Versuche inne hatte; indessen habe ich diese Elemente weggelassen, weil sie mehr aus einer bloßen Schätzung hervorgegangen zu sein scheinen, und darum keine sichern Schlüsse an sie sich knüpfen lassen.

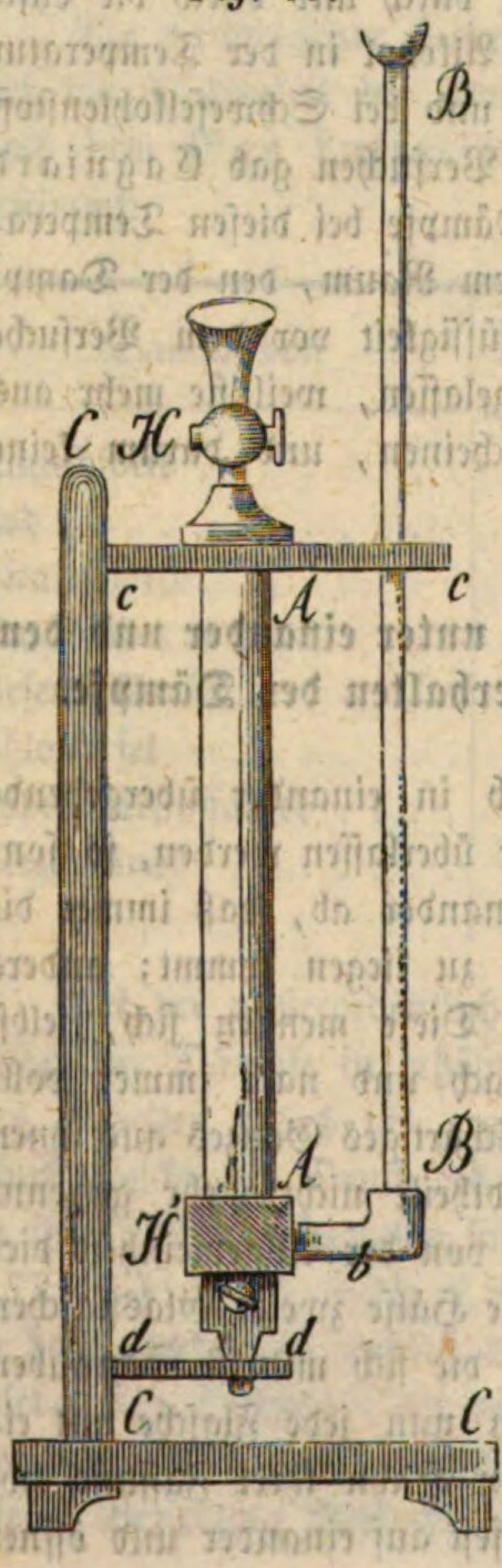
§. 71. Von der Mischung luftförmiger Körper unter einander und dem daraus hervorgehenden eigenthümlichen Verhalten der Dämpfe.

Wenn mehrere wasserförmige, nicht chemisch in einander übergehende Flüssigkeiten zusammengebracht und dann sich selber überlassen werden, so sondern sich dieselben schichtenweise in der Art von einander ab, daß immer die specifisch leichtere oberhalb der specifisch schwereren zu liegen kommt; anders aber verhalten sich die luftförmigen Flüssigkeiten. Diese mengen sich, selbst wenn sie nicht chemisch auf einander einwirken, nach und nach immer vollkommener unter einander, bis zuletzt ein völlig gleichartiges Ganzes aus ihnen hervorgeht, in welchem sich die einzelnen Bestandtheile nicht mehr getrennt von einander wahrnehmen lassen. Man kann sich von der Allgemeinheit dieses Herganges leicht überzeugen, wenn man auf die Hälse zweier Glasflaschen mit Hähnen versehene Fassungen luftdicht aufkittet, die sich mittelst Schrauben luftdicht mit einander vereinigen lassen. Füllt man nun jede Flasche mit einem besondern Glase und schließt dieses durch den Hahn ihrer Fassung ab, schraubt hierauf die Fassungen der beiden Flaschen fest auf einander und öffnet

dann durch Umdrehung der in beiden Fassungen befindlichen Hähne den Kanal, welcher die beiden Flaschen mit einander verbindet, so mengen sich nach längerer Zeit die beiden Gase vollständig unter einander, selbst wenn sie beträchtlich ungleiche specifische Gewichte haben, und das specifisch schwerere unterhalb dem specifisch leichtern liegt. Hierbei stößt man immer auf das folgende Gesetz: Der Druck des über einen gegebenen Raum verbreiteten Gasgemenges ist gleich der Summe der Drucke, welche dessen Bestandtheile einzeln ausüben würden, wenn sie für sich über dem gleichen Raum verbreitet wären. Dieses Gesetz ist jedoch nur so lange gültig, als kein Bestandtheil mit dem andern eine chemische Verbindung eingeht.

Die soeben beschriebene Eigenthümlichkeit luftförmiger Flüssigkeiten, nach und nach in einander bis zur vollständigen Vermengung überzugehen, kommt auch den Dämpfen zu. Ist Luft in einem Glasgefäße mittelst einer verdampfbaren Flüssigkeit abgesperrt, so tritt der Dampf in den Raum, worin sich die Luft befindet, gerade so hinein, als ob dieser luftleer wäre, nur mit dem Unterschiede, daß der Dampf im luftleeren Raume augenblicklich bis zur Sättigung sich bilden würde, während er im lufterfüllten Raume erst nach Ablauf einer längeren Zeit zur Sättigung gelangt, welche Zeit sich dadurch abkürzen läßt, daß die verdampfbare Flüssigkeit an vielen Stellen mit der Luft in Berührung gesetzt wird. Hat man den Dampf bis zur Sättigung mit der Luft vermengen lassen, was sich daran erkennen läßt, daß der Raum des Gemenges in derselben Temperatur nach längerer Zeit nicht mehr größer wird, so ist der Druck des Gemenges in diesem Raume gleich dem Drucke des bei der obwaltenden Temperatur im luftleeren Raume erzeugten gesättigten Dampfes nebst dem Drucke der in derselben Temperatur über den gleichen Raum ausgebreiteten Luft.

Fig. 79.



Um sich von den hier ausgesprochenen Eigenschaften der Dämpfe in ihrer Verbindung mit Gasen auf experimentalem Wege zu überzeugen, bedient man sich der neben (Fig. 79.) abgebildeten Vorrichtung. An einer weiteren Glasröhre AA sind oben und unten mit stählernen Hähnen ver-

sehene Fassungen von Eisen H und H' angekittet. Die untere dieser Fassungen H' dient zum Ablassen der in der Röhre AA befindlichen Flüssigkeit, auf der obern H sitzt ein trichterförmiges Stück zur Aufnahme der zu verdampfenden Flüssigkeit, und ihr Hahn ist nicht ganz durchbohrt, sondern nur grubenförmig eingebohrt, so daß durch Drehung desselben die zu verdampfende Flüssigkeit aus dem trichterförmigen Stück in kleinen Portionen in die Röhre AA übergeführt werden kann. BB ist eine engere und längere Röhre, welche in das eiserne Querstück b eingekittet ist, und mit der weitern Röhre AA in Verbindung steht. Das Ganze ist in den Armen cc und dd eines Ständers CCC festgemacht, und längs der Röhre läuft ein getheilter Maßstab hin. Mittelst dieses Apparates nun lassen sich die Versuche in folgender Weise anstellen.

Man schraubt den obern Hahn ab, und läßt einen Strom trockener Luft durch die Röhren streichen, um alle etwa daran hängende Feuchtigkeit fortzuschaffen, hierauf gießt man trockenes Quecksilber in die Röhren, schraubt den obern Hahn wieder auf und gießt die Flüssigkeit, deren Dampf man untersuchen will, in das trichterförmige Stück ein. Das Quecksilber wird in den beiden Röhren gleich hoch stehen, also die Luft in der Röhre AA den Druck der äußern Luft ausüben. Dreht man nun den obern Hahn, um die zu verdampfende Flüssigkeit in die weite Röhre einzuführen, so wird in dieser die Verdampfung vor sich gehen, wobei man darauf zu sehen hat, daß ein Ueberschuß von verdampfender Flüssigkeit in der Röhre AA wahrzunehmen ist. Ist die Verdampfung beendigt, so wird die Luft in der Röhre AA einen größeren Raum einnehmen, als zuvor; man kann aber diesen Raum durch Eingießen von Quecksilber in die enge Röhre BB wieder auf seine ursprüngliche Größe zurückführen, und nachdem dieses geschehen ist, wird der Unterschied des Quecksilberstandes in der weiten und in der engen Röhre dem Druck entsprechen, welchen der gesättigte Dampf in der während des Versuches herrschenden Temperatur ausübt, wodurch der mit gesperrter Schrift gedruckte Satz erwiesen ist.

Man kann den Raum, den die Luft in der weiten Röhre einnimmt, durch fortgesetztes Eingießen von Quecksilber in die enge Röhre verkleinern, oder durch theilweises Auslassen von Quecksilber aus der untern Fassung vergrößern; immer aber wird man finden, daß der Druck im Innern der weitern Röhre in jedem Falle zusammengesetzt ist aus dem Druck des Dampfes, wie er der gerade herrschenden Temperatur entspricht, und dem Druck der Luft, wie dieser dem jedesmaligen Raume und der vorhandenen Temperatur entspricht.

Diese Eigenschaft der Dämpfe läßt sich zuweilen mit Vortheil benützen. Gesetzt man hätte Luft über Quecksilber aufgefangen und wollte das Quantum derselben genau bestimmen auf die schon oben vorgekommene Weise, wäre aber von der vollkommenen Trockenheit des Quecksilbers nicht ganz versichert,

so könnte sich mit der Luft etwas Wasserdampf vermengt haben, der die Bestimmung des Luftquantums unsicher machen würde. In einem solchen Falle jedoch kann man sich dadurch helfen, daß man ein Paar Tropfen reinen Wassers unter dem sperrenden Quecksilber aufsteigen läßt und die Verdampfung dieses Wassers bis zur Sättigung abwartet; dann darf man nur von dem Drucke, unter welchem die abgesperrte Luft steht, den Druck abziehen, welchen gesättigter Wasserdampf in einer Temperatur, wie sie während des Versuches herrscht, ausübt, um den Druck zu erhalten, den die trocken vorausgesetzte abgesperrte Luft ausübt, und man kann hiernach das Luftquantum auf die obige Weise mit voller Sicherheit bestimmen.

Bei derartigen Berechnungen darf man nicht außer Acht lassen, daß der Druck des Dampfes lediglich von der Temperatur und keineswegs von der Größe des Raumes, über den er sich verbreitet, abhängig ist, wenn von der verdampfenden Flüssigkeit ein Ueberschuß vorhanden ist, wofür man stets Sorge zu tragen hat. Aendert sich der Raum, so bleibt der Druck des Wasserdampfes doch stets derselbe, wenn man nur die Verdampfung bis zu ihrer Sättigung abwartet, indem sich dem größeren Raume entsprechend mehr Dampf erzeugt, und im kleineren Raume sich sogleich der entsprechende Antheil Dampfes niederschlägt; ändert sich aber die Temperatur, so ändert sich der Druck des Dampfes dieser neuen Temperatur gemäß ab, indem sich in höherer Temperatur mehr Dampf bis zu seiner Sättigung in dieser höheren Temperatur nacherzeugt, in niedrigerer Temperatur hingegen sich sogleich Dampf niederschlägt, bis der zurückbleibende den der niedern Temperatur entsprechenden Druck angenommen hat.

Die stete Abhängigkeit des Druckes eines gesättigten Dampfes von der Temperatur, in welcher er sich bildet, kann umgekehrt dazu benützt werden, die Temperatur der zu verdampfenden wasserförmigen Flüssigkeit durch den Druck zu bestimmen, den der aus ihr entweichende Dampf zu überwinden gezwungen wird. Eine Vorrichtung dieser Art ist der sogenannte papinianische Topf (Digestor), welcher in der Mitte des 17. Jahrhunderts von Papin, einem hessischen Gelehrten, erfunden worden ist. Dieser Topf besteht in einem sehr starken hohlen Cylinder von Eisen, Messing oder Kupfer, dessen Deckel luftdicht aufgeschraubt wird, und eine Oeffnung hat, die mit einem Ventile verschlossen ist, auf welches ein vorgeschriebener Druck einwirkt, der bis zu 40 und 50 Atmosphären gebracht werden kann.

Papin stellte mit seinem Topfe viele interessante Versuche an, unter denen später der, aus den Knochen alle nahrhafte Substanz auszuziehen und diese selbst in Mehl zu verwandeln, von Rumford zur Bereitung der nach Letzterem benannten Suppen für die ärmeren Volksklassen benützt worden ist.

Selbst schon in einem Gefäße mit gut passendem Deckel, worin Wasser siedet, dessen Dampf nicht sogleich vollständig entweichen kann, so wie seine

Spannung größer als die der äußern Luft werden will, nimmt das Wasser eine größere Wärme als gewöhnlich an. Man benützt diesen Umstand zu manchen technischen Zwecken, wie namentlich in Färbereien.

§. 72. Von den Hygrometern.

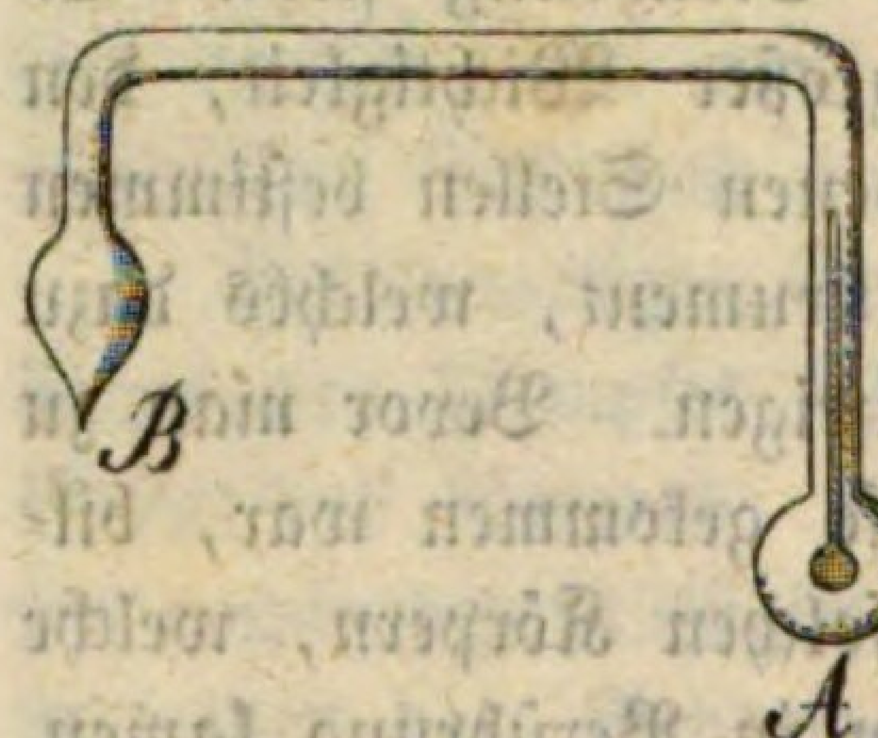
In unserer Atmosphäre sind stets Wasserdämpfe in veränderlicher Menge vorhanden, was eine Folge davon ist, daß die unsere Erde umgebende Luft allerwärts mit Wasser oder feuchten Körpern in Berührung steht. Es ist zur nähern Erkenntniß der Wassermeteore von großer Wichtigkeit, den Feuchtigkeitszustand der Atmosphäre an ihren verschiedenen Stellen bestimmen zu können, und man nennt Hygrometer jedes Instrument, welches dazu dient, den in der Luft enthaltenen Wasserdampf anzuzeigen. Bevor man zu einer genauen Einsicht in die Natur der Wasserdämpfe gekommen war, bildete man die Hygrometer aus hygroscopischen, d. h. solchen Körpern, welche die Fähigkeit besaßen, Wasserdampf, wenn sie mit ihm in Berührung kamen, in sich aufzunehmen.

Während dieser Aufnahme ändert sich nicht nur das Gewicht der hygroscopischen Körper, sondern auch deren Gestalt, und die Aufgabe des Hygrometers bestand darin, entweder die eine oder die andere von diesen beiden Veränderungen unseren Sinnen in sehr merklicher Weise entgegenzuführen. Unter diese Klasse von Hygrometern gehört das aus alter Zeit herstammende, wo der hygroscopische Körper eine Darmsaite war, die bei Zunahme der Feuchtigkeit sich aufdrehte, und bei Abnahme der Feuchtigkeit sich wieder zudrehte, wobei das Aufdrehen oder Zudrehen durch zwei an ihrem freien Ende angebrachte Zeichen, gewöhnlich ein Männlein und ein Weiblein, angezeigt wurde; aber auch die am Ende des vorigen Jahrhunderts von Saussure und de Luc construirten gehören zu derselben Klasse. Beim Saussure'schen bestand der hygroscopische Körper aus einem Menschenhaare, das sich bei der Aufnahme von Feuchtigkeit verlängert, bei der Abnahme wieder verkürzt; dieses Haar war an seinem einen Ende auf einem metallenen Gestelle festgemacht, mit seinem andern Ende über eine kleine Rolle von Messing gelegt, die um eine an demselben Gestelle angebrachte Axe leicht beweglich war, und hier wurde das festgesteckte Haar mittelst eines kleinen Gewichtchens in geringer und stets gleicher Spannung erhalten. Von der Rolle ging ein leichter Zeiger aus, durch den die Verlängerung oder Verkürzung des Haares in vergrößertem Maßstabe angezeigt wurde. De Luc hatte statt des Haares einen schmalen und dünnen Streifen Fischbein gewählt, dessen Verlängerung oder Verkürzung wesentlich auf dieselbe Weise wie beim Haare sichtbar gemacht wurde, nur mit dem Unterschiede, daß die Spannung des Fischbeinstreifens durch eine, aus schraubenförmig gewundenem dünnen Drahte gebildete Feder geschah. Alle diese Hygrometer konnten zwar ein Mehr oder Minder von Feuchtigkeit, aber kein

genaues Maaß derselben unmittelbar hergeben und ließen daher noch viel zu wünschen übrig, schon deshalb, weil sie mit der Zeit sich selber änderten.

Nachdem aber die Natur der Wasserdämpfe vollkommen ergründet war, durfte man sich der Hoffnung hingeben, ein allen Anforderungen entsprechendes Hygrometer herzustellen. Der Erste, welcher ein derartiges Instrument, zu welchem schon von Dalton Andeutungen gegeben waren, ausführen ließ, war Daniell. Es bestand aus zwei durch eine Röhre von einigen Linien innerer Weite mit einander verbundenen größeren Gefäßen A und B (Fig. 80.). Im Innern des einen A wurde ein Thermometer angebracht, dessen Kugel mitten im Gefäße A hing, und dessen Röhre mit einer schmalen Scala in der weitern Röhre des Instrumentes befestigt war. Das andere Gefäß B war an seinem Ende zu einer feinen Spitze ausgezogen, die vorläufig offen blieb und durch welche man Schwefeläther eintreten ließ, bis das Gefäß A ganz damit angefüllt war. Nun ließ man den Schwefeläther im Gefäße A über einer Weingeistflamme in's Sieden kommen, das man unterhielt, bis etwa die Hälfte davon als Dampf durch die Spitze am Gefäße B ausgetreten war. In diesem Augenblicke wurde diese Spitze zugeschmolzen, später das Gefäß A mit Blattgold möglichst blank überzogen und das Gefäß B mit Musselin oder einem ähnlichen Zeuge überbunden, zuletzt das Ganze auf einem Gestelle in der Lage befestigt, wie sie in der vorstehenden Figur dargestellt ist, wo dann das Hygrometer zum Gebrauche fertig ist.

Fig. 80.



Die Beobachtung mit diesem Instrumente geschieht in der folgende Weise. Man bringt allen im Instrumente befindlichen Aether in das Gefäß A, träufelt sodann Schwefeläther von außen auf die Umhüllung des Gefäßes B. Dieser erzeugt Kälte und dadurch Niederschlagung der Dämpfe im Innern des Gefäßes B. Hierdurch wird die Verdampfung des Aethers im Innern des Gefäßes A eingeleitet und dadurch Kälte an dieser Stelle hervorgebracht. Man giebt nun fortwährend auf den blanken Gold-Ueberzug des Gefäßes A Acht und zeichnet in dem Augenblicke, wo sich derselbe wie mit einem leichten Hauche überzieht, den Stand des in diesem Gefäße eingeschlossenen Thermometers auf.

Der auf dem Golde sich zeigende Hauch deutet an, daß sich in dieser Temperatur Wasserdampf aus der äußern Luft niederzuschlagen anfange, daß also die Luft, wenn sie die beobachtete Temperatur erlangt, mit Wasserdampf gesättigt ist, und hieraus läßt sich mittelst der oben für gesättigten Wasserdampf aufgefundenen Angaben die Menge des in einem gegebenen Raume dieser Luft enthaltenen Wassers berechnen, wozu man sich zu größerer Bequemlichkeit noch besondere Tafeln anlegen kann.

Dieses Daniell'sche Hygrometer ist von andern Physikern noch vereinfacht worden. Namentlich hat es Körner auf ein bloßes Thermometer zurückgeführt, dessen Kugel er zur einen Hälfte mit polirtem Golde, zur andern Hälfte aber mit Musselin belegt. Wird der Musselin mit Schwefeläther beträufelt und die Temperatur am Thermometer beobachtet, bei welcher das Gold zu beschlagen anfängt, so gelangt man auf diese Weise zu den gleichen Angaben, wie beim Daniell'schen Hygrometer.

Eine andere, insbesondere durch bequemen Gebrauch sich empfehlende Art Hygrometer ist durch August eingeführt und von ihm Psychrometer genannt worden. Dasselbe besteht aus zwei neben einander hängenden und mit einander harmonirenden Thermometern, von denen die Kugel des einen mit Musselin umwunden und ein Fortsatz desselben in ein Wassergefäß, das unter oder neben dieser Kugel angebracht ist, hinein geleitet wird. Dieser Musselin-Fortsatz saugt Wasser in sich auf und benetzt auf diese Art den ganzen die Kugel umgebenden Musselin, der dann durch Verdampfung Kälte rings um diese Kugel herum erzeugt.

Das mit Wasser umgebene und stets feucht erhaltene Thermometer steht daher im Allgemeinen immer niedriger, als das andere, und es läßt sich aus den Ständen beider der Feuchtigkeitszustand der Luft zur Zeit der Beobachtung herleiten. Da man nur in längeren Zeiträumen das Wasser zu erneuern braucht, um die von Musselin umgebene Kugel des einen Thermometers stets feucht zu erhalten, so läßt sich jede einzelne Beobachtung am Psychrometer in sehr kurzer Zeit abmachen, und hierin eben besteht das Hauptverdienst dieses Instruments.

August giebt zur Bestimmung des Feuchtigkeitszustandes der Luft aus den Angaben seines Psychrometers die folgende Regel an. Bezeichnet t^0 den Stand des befeuchteten Thermometers, und $t^0 + \vartheta^0$ den Stand des trockenen Thermometers, so daß also ϑ^0 den Unterschied im Stande der beiden Thermometer zu erkennen giebt, und stellt h den Barometerstand zur Zeit der Beobachtung vor, so zeigt

$$\alpha \vartheta h$$

die Differenz zwischen dem Drucke des bei t^0 gesättigten Wasserdampfes und dem Drucke des in der untersuchten Luft zur Zeit der Beobachtung vorhandenen Wasserdampfes an, woraus sich dann dieser letztere Druck leicht herholen läßt. In diesem Ausdrucke bedeutet α eine bei allen Versuchen mit dem Psychrometer constante Zahl, die man durch Vergleichung mit dem Daniell'schen Hygrometer gewinnen, aber auch aus theoretischen Betrachtungen herholen kann.

Das Psychrometer kann selbst dann noch zur Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft benützt werden, wenn das von dem Musselin aufgenommene Wasser zu Eis geworden ist; in diesem Falle hat jedoch der Coefficient α

eine kleine Abänderung zu erleiden, wodurch er indessen nur um eine sehr geringe Größe kleiner wird.

Zuweilen bestimmt man den Feuchtigkeitsgehalt der Luft auch so, daß man in einem abgemessenen Raum der Luft einen Körper bringt, der den sämmtlichen Wasserdampf der Luft in sich aufzunehmen fähig ist, wozu concentrirte Schwefelsäure oder Chlorcalcium dienen können, und aus der Gewichtszunahme dieses Körpers den Wassergehalt der Luft abnimmt. Auf solche Weise gelangt man zu genauen Resultaten, aber das Verfahren dabei ist noch nicht zu der in solchen Dingen wünschenswerthen Einfachheit getrieben worden.

Kapitel II.

Von den schon vor der Entdeckung des Galvanismus bekannten magnetischen Erscheinungen.

§. 73. Natürliche Magnete, künstliche Magnete.

Schon in den ältesten Zeiten machte man die Wahrnehmung, daß Stücke von gewissen Eisenerzen die Fähigkeit besitzen, anderes metallisches Eisen, wenn es ihnen in kleinen Massen, z. B. als Feilspähne dargeboten wird, gegen sich hinzuziehen und an sich festzuhalten. Solche Erzstücke nannte man Magnetsteine oder natürliche Magnete*), und die unbekannte Ursache der an ihnen wahrgenommenen Erscheinungen wurde mit dem Namen Magnetismus bezeichnet. Man fand bald, daß abgebrochene Stückchen von Nähnadeln, nachdem sie von einem natürlichen Magnete angezogen worden waren, das Vermögen in sich aufgenommen hatten, ähnliche Wirkungen, wie die der natürlichen Magnete hervorzubringen, sie waren also dadurch selber zu Magneten geworden, und später entdeckte man die Kunst, auch größeren Massen von gehärtetem Stahl, durch Bestreichen mit natürlichen Magneten in gewisser Weise, die Eigenschaften dieser letztern mitzutheilen. Allen Stahlstücken, denen man auf die eine oder andere Weise magnetische Eigenschaften mitgetheilt hatte, gab man, um sie von den natürlichen Magneten zu unterscheiden, die Benennung künstlicher Magnet. Man gab den künstlichen Magneten bald die Form eines geradlinigen Stabes und nannte sie dann Magnetstab, oder, wenn diese mit einer Einrichtung versehen waren, vermöge welcher sie

*) Das Wort Magnet (μαγνητης) rührt von der Stadt Magnesia in Lydien her, wo man zuerst solche Eisenerze gefunden haben will.

sich leicht um eine Axe drehen konnten (wie z. B. durch Aufhängen derselben an einen Faden, oder durch Aufsetzen derselben auf eine glatte Spitze), Magnetnadel; bald bog man diese Stäbe noch vor ihrer Härtung und Bestreichung in die Form eines Hufeisens um, weil diese Form zu manchen Versuchen bequemer war, und gab ihnen in diesem Falle den Namen Hufeisen-Magnet.

Zur weiteren Untersuchung der an natürlichen Magneten sowohl wie an künstlichen auftretenden Besonderheiten kann man sich mit Vortheil eines Stückchens von einer Nähnadel bedienen, das man durch Berührung mit einem Magnete selbst in einen Magnet verwandelt hat, und dem man dadurch eine sehr große Beweglichkeit giebt, daß man es, mittels einer durch Umwickelung von sehr feinem Messingdrath um dasselbe erhaltenen Schleife, an einem Coconfaden aufhängt. Eine so beschaffene Vorrichtung werden wir in der Folge Prüfungsnadel nennen. Umfährt man mit dieser Prüfungsnadel irgend einen natürlichen oder künstlichen Magnet, so wird man im Allgemeinen auf zwei Stellen *) stoßen, bei welchen sich die Richtung der Prüfungsnadel senkrecht zur Oberfläche des Magnets stellt, und die Nadel selber am stärksten vom Magnet angezogen wird. Entfernt man die Prüfungsnadel von einer solchen Stelle mehr und mehr, so stellt sich dieselbe stets schiefer gegen die Seitenfläche des Magnets ein, und ihre Länge nimmt sogar eine der Seitenfläche parallele Lage an, wenn man mit der Nadel bis ohngefähr in die Mitte zwischen jenen beiden Stellen gekommen ist. Dabei überzeugt man sich leicht, daß die Prüfungsnadel um so schwächer vom Magnete angezogen wird, je schiefer sie sich gegen dessen Seitenfläche stellt, und daß alle Anziehung aufhört, da wo sie eine parallele Lage mit der Seitenfläche annimmt. In der Nähe einer Stelle stärkster Anziehung zeigt die Prüfungsnadel diesseits und jenseits stets nach einem und demselben im Innern des Magnets liegenden Punkte hin. Diese den beiden Stellen stärkster Anziehung entsprechenden zwei Punkte nennt man die Pole, und eine durch die Pole hindurch gelegte Gerade die Axe des Magnets. Eine mitten zwischen den beiden Polen senkrecht zur magnetischen Axe gestellte Ebene schneidet die Oberfläche des Magnets an Stellen, bei welchen die Prüfungsnadel sich parallel zur Oberfläche stellt, und gar keine Anziehung erfährt, darum nennt man diesen Schnitt, in welchem alle magnetische Anziehung verschwunden ist, die Indifferenzzone des Magnets. In früheren Zeiten erkannte man die hier beschriebene Eigenthümlichkeit aller Magnete auf eine noch einfachere aber minder sprechende Weise daraus, daß, wenn man einen Magnet in Eisenfeile herumwälzte und dann behutsam aus ihr herausnahm, diese sich an zweien

*) In seltenen Fällen findet man drei, vier und mehr solcher Stellen, dann hat man sich den Magnet als aus mehreren einzelnen Magneten zusammengesetzt vorzustellen.

Stellen in größter Menge angesetzt hatte, während mitten zwischen diesen beiden Stellen gar keine Eisenfeile hängen geblieben war.

Die magnetischen Wirkungen eines natürlichen Magnets lassen sich dadurch erhöhen, daß man dessen Pole senkrecht zur Axe eben schleift, diese Ebenen mit Eisenplatten belegt, welche Flügel genannt werden, und welche auf einer Seite einwärts springende schmälere und kurze Ansätze, Füße, haben. Diese Belege vereinigt man ohne Eisen fest mit dem Magnetsteine, wo dann die magnetische Kraft des Steins intensiver in den Füßen der Belege auftritt. So ausgerüstete Magnetsteine nennt man armirte, und die an sie angelegten Eisenplatten ihre Armatur. Der Grund, warum durch solche Armaturen die Wirkung des natürlichen Magnets intensiver wird, liegt darin, daß jedes an den Flügeln anliegende Theilchen des Magnets, in dem Flügel eine magnetische Vertheilung verursacht die sich bis zum Fuße fortpflanzt, so daß hier eine Concentrirung von allen auf den Flügel geschehenden Einwirkungen statt hat.

Während dieser Untersuchung eines Magnets mit der Prüfungsnadel hat man noch Gelegenheit, einer andern sehr merkwürdigen Eigenschaft der Magnete auf die Spur zu kommen, insbesondere wenn sich die beiden Enden der Prüfungsnadel schon äußerlich leicht von einander unterscheiden lassen, wie der Fall ist, wenn man die eine Hälfte der Prüfungsnadel mit einer Farbe überzieht, oder wenn die Spitze der Nähnadel ihr eines Ende bildet, während ihr anderes Ende stumpf abgebrochen ist, oder auch das Oehr in sich enthält. Dann wird man nämlich ganz leicht gewahr, daß immer nur dasselbe eine Ende der Prüfungsnadel nach dem einen Pole des Magnets, stets nur das andere Ende der Prüfungsnadel nach dem andern Pole des Magnets hingezogen wird, und man wird hierin eine allgemeine Eigenschaft der Magnete zu erblicken geneigt sein, wenn man bedenkt, daß die Prüfungsnadel selber ein Magnet ist, dessen Pole in der Nähe ihrer Enden liegen. In der That, hängt man irgend einen Magnet von beliebiger Form und Größe an einem feinen Drathe oder an einem Verein von ungezwirnten Fäden so auf, daß dessen Pole sich in einer horizontalen Ebene um den Aufhängefaden drehen können, so kann man sich ganz leicht überzeugen, daß der eine Pol eines jeden andern Magnets den einen Pol des aufgehängten Magnets nach sich hinzieht, dessen andern Pol hingegen von sich zu entfernen strebt, der andere Pol des zweiten Magnets aber wird den Pol des beweglichen Magnets nach sich hinziehen, der zuvor in die Ferne getrieben worden war, und den von sich abstoßen, der zuvor angezogen worden war. Die Physiker der früheren Jahrhunderte nannten die Pole zweier Magnete, welche eine Anziehung auf einander äußern, freundschaftliche, und diejenigen, welche eine Abstoßung auf einander äußern, feindschaftliche; diese Benennungen sind jedoch in neuern Zeiten durch bessere verdrängt worden, von denen sogleich gesprochen werden wird.

Während man das Verhalten der an ungedrehten Fäden, wozu man sich der Stickseide bedienen kann, aufgehängten Magnete untersucht, wird man auf eine neue, mit den vorigen in keinem Zusammenhange stehende Thatsache hingeführt. Es zeigt sich nämlich, daß der eine Pol der aufgehängten Magnete immer gegen Norden hin, der andere Pol dagegen immer gegen Süden hin getrieben wird, dergestalt, daß wenn man den zur Ruhe gekommenen Magnet aus seiner Richtung etwas zur Seite ablenkt, er durch eine Reihe von Schwingungen immer wieder in seine alte Stellung zurück kehrt. Man hat diesen Umstand zu einer bessern Bezeichnung der beiden Pole eines Magnets benützt, indem man Nordpol denjenigen von seinen beiden Polen nennt, der sich unter Voraussetzung einer freien Beweglichkeit nach Norden wendet, und Südpol denjenigen, der sich gegen Süden kehrt. *)

Man nennt die zweien Magneten zugehörigen zwei Pole gleichnamige oder gleichartige, wenn beide Nordpole oder beide Südpole sind, hingegen ungleichnamige oder entgegengesetzte, wenn der eine ein Nordpol, der andere ein Südpol ist. Mit Hülfe dieser Benennungen läßt sich die Art, wie die Pole zweier Magnete auf einander einwirken, höchst einfach auf nachstehende Weise aussprechen:

Gleichnamige Pole zweier Magnete stoßen einander ab, ungleichnamige ziehen sich gegenseitig an.

Wir können uns die Richtung der Pole eines frei beweglichen Magnets gegen Norden und Süden hin nicht anders erklären, als dadurch, daß wir annehmen, es befinde sich im Innern unserer Erde ein magnetischer Körper oder ein Verein von mehreren, von welchem diese Richtung eine Folge ist; dann aber müssen wir, weil nur ungleichnamige Pole sich anziehen, gleichnamige dagegen sich abstoßen, den auf der Nordseite liegenden Pol des unbeweglichen Magnets in der Erde und die Pole der auf deren Oberfläche vorhandenen frei beweglichen Magnete, welche sich nach Norden hinkehren, nothwendiger Weise für ungleichnamige halten, und demgemäß muß, weil wir die nach Norden sich kehrenden Pole der beweglichen Magnete Nordpole nennen, der auf der Nordseite liegende Pol des in unserer Erde befindlichen unbeweglichen Magnets Südpol heißen. Die Franzosen haben es vorgezogen, den Pol des in unserer Erde unbeweglich angenommenen Magnets, welcher in ihrer nördlichen Hälfte liegt, Nordpol zu nennen; daher sind sie gezwungen, die nach Norden sich kehrenden Pole der frei beweglichen Magnete Südpole zu nennen, wonach sich der in voriger Note erwähnte scheinbare Widerspruch von selber in der an sich willkührlichen Anwendung eines Wortes auflöst.

---

*) Die Franzosen nennen Nordpol den Pol eines transportabeln Magnets, der bei uns Südpol heißt; und umgekehrt Südpol den, der bei uns Nordpol heißt, aus einem Grunde, der sogleich näher besprochen werden wird.

§. 74. Nähere Bestimmung der Art und Weise, wie das Eisen vom Magnete angezogen wird.

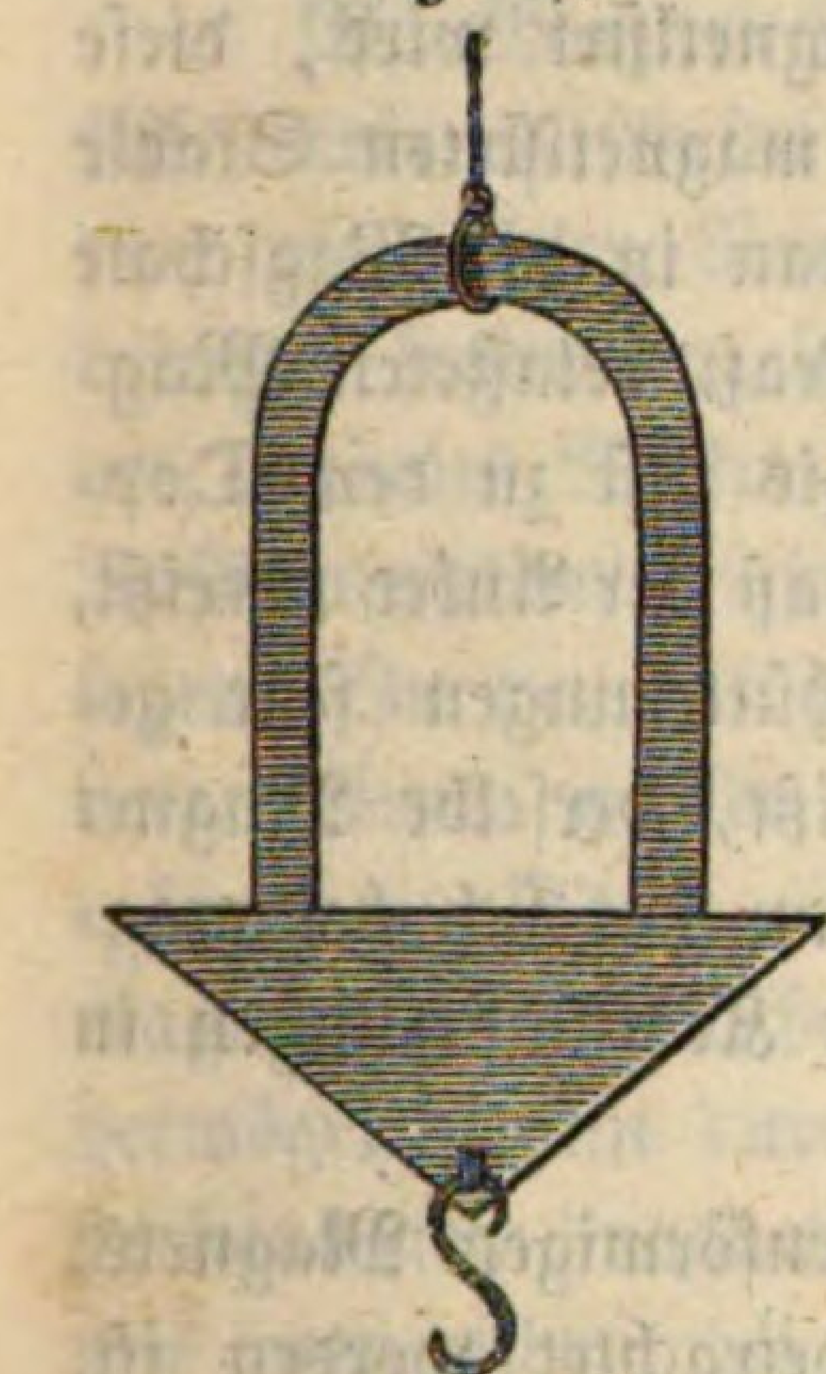
Während das Eisen von dem Magnete angezogen wird, hat es die Fähigkeit, seinerseits anderes Eisen anzuziehen, zu dem es sich ganz so verhält, als ob es selber ein Magnet wäre, und zwar äußert es diese Wirkung, es mag mit dem Magnete in unmittelbarer Berührung stehen oder nicht, wenn es nur in solcher Nähe bei diesem sich befindet, daß eine Einwirkung des Magnets auf es noch erkennbar ist. Hängt man ein Stück Eisen an den Pol eines Magnets, wodurch dieses Eisen selber zum Magnete wird, so kann man an dieses wieder ein kleineres Stück Eisen anhängen, an dieses ein noch kleineres, und so fort, bis die Wirkung in Folge der stets zunehmenden Entfernung erschöpft ist; aber auch wenn das erste Eisenstück den Magnet nicht berührt, sondern in einiger Entfernung von ihm festgehalten wird, zieht es ein zweites Eisenstück an sich heran und hält es fest. Man kann so das erste Eisenstück um den Pol des Magnets herum führen, das an ihm hängende zweite Eisenstück wird nicht eher abfallen, bis man mit dem ersten in zu große Entfernung vom Pole des Magnets gerathen ist, als daß sich noch die zum Festhalten des zweiten erforderliche Kraft in ihm entwickeln könnte. Diese magnetischen Eigenschaften verschwinden jedoch in reinem Eisen gänzlich, so wie man mit ihm in solche Entfernung vom Magnete geht, daß beide nicht mehr unmittelbar auf einander einwirken können; in Stahl hingegen, selbst ungehärtetem, so wie in Eisen, das durch Schwefel, Phosphor und dergl. verunreinigt ist, bleiben stärkere oder schwächere Spuren der magnetischen Eigenschaften selbst in größter Entfernung vom Magnete zurück. Dabei zeigt es sich, daß die Körper vorzugsweise in solcher Art magnetisch werden, wobei deren Pole an die Enden ihrer größten Dimensionen zu liegen kommen, insbesondere da, wo deren Länge ihre Breite und Dicke beträchtlich übersteigt.

Eine Folge hievon sind die bartartigen Formen, unter welchen sich Eisenfeile an Magneten anhängt, wie überhaupt die sogenannten m a g n e t i s c h e n F i g u r e n.

Aus obigen Thatsachen geht hervor, daß reines Eisen zwar unter Einwirkung eines Magnets selbst zum Magnete wird, die dazu erforderlichen Dispositionen aber sogleich wieder aufgiebt, so wie jene Einwirkung aufhört, während im eigentlichen Magnete diese Dispositionen sich von selbst erhalten. Man bezeichnet das Vermögen der Körper, einen in ihnen erregten magnetischen Zustand in sich unabhängig von andern äußern Körpern festzuhalten, durch das Wort C o ë r c i t i v k r a f t, und schreibt demgemäß den eigentlichen Magneten diese Kraft zu, spricht sie hingegen dem reinen Eisen ab, wobei man sich mehr von einem Herkommen in unserer Sprache, als von einer bestimmten Erkenntniß der Kraft selber leiten läßt.

Die Kraft, womit ein Magnet reines Eisen an sich festhält, nennt man dessen Tragkraft. Am bequemsten läßt sich die Tragkraft auffinden, wenn der Magnet die Hufeisenform hat; man darf ihn dann nur in der Mitte seiner Biegung so aufhängen, daß seine untern Endflächen in einer horizontalen Ebene liegen, hierauf über diese Endflächen weg ein meistens dreiseitig geformtes Eisenstück, Anker genannt, legen, an welchem ein Haken angebracht ist, der sich mitten zwischen den beiden Schenkeln des Magnets befindet, und an welchem eine Wagschale aufgehängt wird, in die man Gewichte bis zum Abreißen bringt. Diese Gewichte im Vereine mit dem Gewichte des Ankers und der Wagschale bestimmen die Tragkraft des Magnets, vorausgesetzt, daß die zuletzt aufgelegten Gewichte nur eine geringe Größe hatten. Man findet indessen nur dann die volle Tragkraft des Magnets auf die hier angegebene Weise, wenn die Endoberflächen des Magnets genau in einer Ebene liegen und völlig rein sind, und der Anker sich an diese völlig dicht und in einer nicht zu großen Breite anlegt, auch eine der Stärke des Magnets entsprechende, hinreichend große Masse hat. Untersucht man die Tragkraft von künstlichen Magneten, in denen der Magnetismus bis zu seiner größtmöglichen Stärke entwickelt worden ist, so zeigt es sich bald, daß die Tragkraft verschiedener Magnete nicht ihrem Gewichte proportional ist. Der Kaufmann P. W. Haecker in Nürnberg, der Versuche mit einer großen Reihe von Magneten, deren Gewichte zwischen $\frac{1}{120}$ Loth und 40 Pfund lagen, angestellt hat, leitete daraus das folgende Gesetz her:

Fig. 81.



$$S = \alpha \sqrt[3]{P^2},$$

in welcher Gleichung S die Kraft vorstellt, womit der Magnet den Anker an sich hält, P das Gewicht des Magnets, α aber eine bei gleichem Stoffe des Magnets und gleicher Bearbeitung desselben constante Zahl bedeutet. Aus dieser Gleichung folgt, daß sich bei zweien Magneten die Kuben ihrer Tragkräfte zu einander verhalten, wie die Quadrate ihrer Gewichte, vorausgesetzt, daß in ihnen der Magnetismus seine größte Stärke erreicht hat, und durchweg nur von bleibender Art ist. Um die letztere Bezeichnung recht zu verstehen, bemerke man, daß wir den Magnetismus, welcher im Magnet nach dem Abreißen seines Ankers durch die Coërcitivkraft zurück gehalten wird, einen bleibenden nennen, dagegen den, welcher sich im Anker bildet, während dieser an den Endflächen des Magnets anliegt, nach dem Abreißen des Ankers vom Magnete aber verschwindet, einen vorübergehenden. Nun scheint es, als ob sich im Magnet, während der Anker vor ihm liegt, außer seinem bleibenden unter gewissen Umständen auch noch ein vorüberge-

hender Magnetismus erzeugen könne, wodurch der magnetische Zustand des Ankers erhöht und dadurch die Anziehung zwischen Anker und Magnet verstärkt wird. Eine solche vorübergehende magnetische Kraft zeigt sich häufig da, wo gehärteter Stahl unter Vorliegen eines Ankers magnetisirt wird, diese verschwindet indessen wieder, so wie der Anker von dem magnetisirten Stahle abgerissen wird. Dahin gehört auch die Erscheinung, daß man in die Wagschale eines aufgehängten und nahehin mit seiner vollen Tragkraft belasteten Magnets von Tag zu Tag Monate hindurch kleine Gewichte bis fast zu dem Doppelten der ursprünglichen Tragkraft einlegen kann, ohne daß der Anker abreißt, wenn der Ort, wo der Versuch gemacht wird, vor Erschütterungen sehr geschützt ist; daß aber, wenn der Anker doch zuletzt abreißt, derselbe Magnet keine größere Tragkraft als seine ursprüngliche zeigt. Man hat sich bei magnetischen Versuchen sehr vor solchen blos vorübergehenden Kraftäußerungen in Acht zu nehmen.

Obgleich bis jetzt blos die Tragkraft eines hufeisenförmigen Magnets, dessen Anker gleichzeitig an den beiden Polen anliegt, betrachtet worden ist, so gilt das aufgefundene Gesetz doch auch in Bezug auf jeden einzelnen Pol eines Magnetstabes oder eines hufeisenförmigen Magnets, nur daß ein Pol nur halb so viel trägt, als beide zusammen. Die Versuche an einem einzigen Pol verlangen indessen weit mehr Vorsicht als die, wo der Anker über beide Pole des Magnets wegläuft. Namentlich muß der stabförmige Anker, dessen eines Ende an dem einen Pol des Magnets anliegt, eine beträchtliche Länge besitzen, wenn die Wirkung nicht zu schwach ausfallen soll. Am besten ist es, wenn der Anker in diesem Falle ein einziger Eisenstab ist, dessen Gewicht nahe hin der Tragkraft des einen Poles gleichkommt.

Bei allen Versuchen dieser Art kann man nicht ängstlich genug darauf sehen, daß die Flächen des Magnets und seines Ankers, welche an einander zu liegen bestimmt sind, möglichst glatt und völlig frei von Staub, Schmutz und Rost seien, weil der geringste Abstand des Ankers vom Magnet die Kraft, womit beide an einander hängen, sehr bedeutend herabstimmt. Ein Streifen von dünnem Briefpapier, zwischen Magnet und Anker gelegt, wird Ursache, daß der Magnet den Anker nicht mehr mit der halben Kraft wie zuvor trägt. Reinigt man aber die an einander haftenden Flächen des Ankers und Magnets vor jedem Versuche mit aller Vorsicht, so scheint der Magnet nach langer Zeit nichts Merkliches an seiner Tragkraft zu verlieren. Herr Haecker hinterlegte einen von ihm verfertigten Magnet in dem physikalischen Kabinete der polytechnischen Schule in Nürnberg, der ich damals vorstand, dieser wurde nach Ablauf eines jeden Jahres immer wieder auf seine Tragkraft untersucht, welche sich nach Verlauf von dreien Jahren nicht merklich geändert hatte. Dabei blieb der Magnet stets unbelastet und längere Zeit hindurch sogar mit abgezogenem Anker liegen.

§. 75. Wie die magnetische Kraft durch andere Körper hindurch wirkt, und Bereitungsweise der künstlichen Magnete.

Ein Magnet schickt seine Wirkung auf andere Magnete und auf reines Eisen wie es scheint in völlig gleicher Weise durch den luftleeren und durch den lufterfüllten Raum hindurch; dessen Anziehungen oder Abstoßungen durchdringen sogar ungestört Glas, Holz und überhaupt die meisten andern Körper, woraus Wirkungen der sonderbarsten Art entspringen, die nicht selten von Taschenspielern benützt werden, um ihr Publikum dadurch in Staunen zu versetzen. In den meisten Fällen bringen die magnetischen Wirkungen durch andere Körper gerade so hindurch, als ob diese Körper gar nicht vorhanden wären; nur dann, wenn diese zwischenliegenden Körper solche sind, die selber magnetische Eigenschaften in eigenthümlicher Weise in sich entstehen zu lassen vermögen, kann durch deren Dazwischenkunft die Thätigkeit von außer ihnen vorhandenen magnetischen Kräften in besonderer Weise abgeändert werden, wie man schon bei der Bildung der sogenannten magnetischen Figuren zu beobachten Gelegenheit hat. Diese besondern Hergänge werden wir nun noch kurz zur Sprache bringen, weil sie über bisher noch unerwähnt gebliebene Eigenschaften der Magnete Aufschluß geben und das Verfahren, künstliche Magnete zu verfertigen, in sich enthalten.

Ein Eisenstab, dessen eines Ende an den einen Pol eines Magnetstabes angelegt wird, wird selbst Magnet, dessen Pole an den Enden des Eisenstabes auftreten, und zwar so, daß das Ende des Eisenstabes, welches an dem einen Pole des Magnets anliegt, den diesem Pole ungleichnamigen Pol annimmt; das andere Ende des Eisenstabes dagegen erhält den Pol, welcher dem erwähnten Pole des Magnets gleichnamig ist. Dabei macht es nur einen geringen Unterschied, ob der Magnet ein natürlicher oder künstlicher ist, und ob der Eisenstab in der Verlängerung des Magnetstabes liegt, oder gegen diesen bis zu einem rechten Winkel hin geneigt wird. Dieser im Eisenstabe erregte Magnetismus ist, wenn der Stab aus reinem Eisen besteht, nur ein vorübergehender, der wieder verschwindet, so wie der Eisenstab in hinreichende Ferne von dem Magnetstabe gebracht wird; legt man aber statt eines Stabes von reinem Eisen an den Magnet einen Stahlstab an, so nimmt dieser in der gleichen Weise einen bleibenden Magnetismus an, der nicht verschwindet, wie weit man auch den Stahlstab von dem Magnete abrücken mag. Man hat den Stahlstab in einen künstlichen Magnet umgewandelt; und die Erfahrung hat gezeigt, daß die beste Vorbereitung des Stahls, aus dem man einen künstlichen Magnet bereiten will, die ist, wodurch er eine etwas größere Härte als die Federhärte erhält. So behandelte Stahlstäbe können ihr Maximum von magnetischer Kraft erreichen, wenn sie klein im Vergleiche zum Magnetstabe sind, und in diesem die magnetische Kraft in hohem Grade entwickelt ist; da-

her ist dieses Verfahren zur Magnetisirung der oben erwähnten Prüfungsnadeln stets hinreichend.

Will man jedoch größere Stahlstäbe in künstliche Magnete von möglichster Stärke umbilden, so reicht das eben beschriebene Verfahren nicht mehr aus; man muß dann seine Zuflucht zu einer der folgenden Behandlungsweisen nehmen.

1) Man setzt das eine Ende a des Stahlstabes auf den einen Pol des Magnets auf, führt den Stahlstab in beiläufig senkrechter Richtung über den Magnet hinweg, bis sein zweites Ende b über demselben Magnetpol liegt, dann ist der Stahlstab zu einem Magnete von derselben Art geworden, wie wenn gleich anfänglich dieses Ende b blos an denselben Magnetpol angelegt worden wäre; die Wirkung aber wird durch das allmählige Wegführen des Stahlstabes von dem Ende a bis zu dem Ende b über diesen Pol deßhalb kräftiger, weil dabei der Stahlstab gewissermaßen nur allmählig seine ganze Länge erhält und deßhalb die der Bildung des Magnetismus aus der Länge des Stabes entgegenstehenden Hindernisse gradweise überwunden werden können. Diese Wirkung läßt sich noch erhöhen, wenn man den Stahlstab, nachdem sein Ende b durch Bewegung desselben über den Magnetpol gekommen ist, in derselben Richtung abzieht und in größerer Entfernung um diesen Pol herumführt, das Ende a neuerdings auf ihn auffetzt, und die vorige Operation noch einmal wiederholt, welche Wiederholung je nach der Größe des Stahlstabes vielfach geschehen darf. Auch bringt es Vortheil, wenn man später das Ende b des Stahlstabes auf den zweiten Pol des Magnets auffetzt und hier den Stab wieder eben so behandelt wie zuvor. Sind die Stahlstäbe verhältnißmäßig dick, so ist es gut, wenn man abwechselnd die entgegengesetzten Flächen derselben über die Pole des Magnets wegzieht.

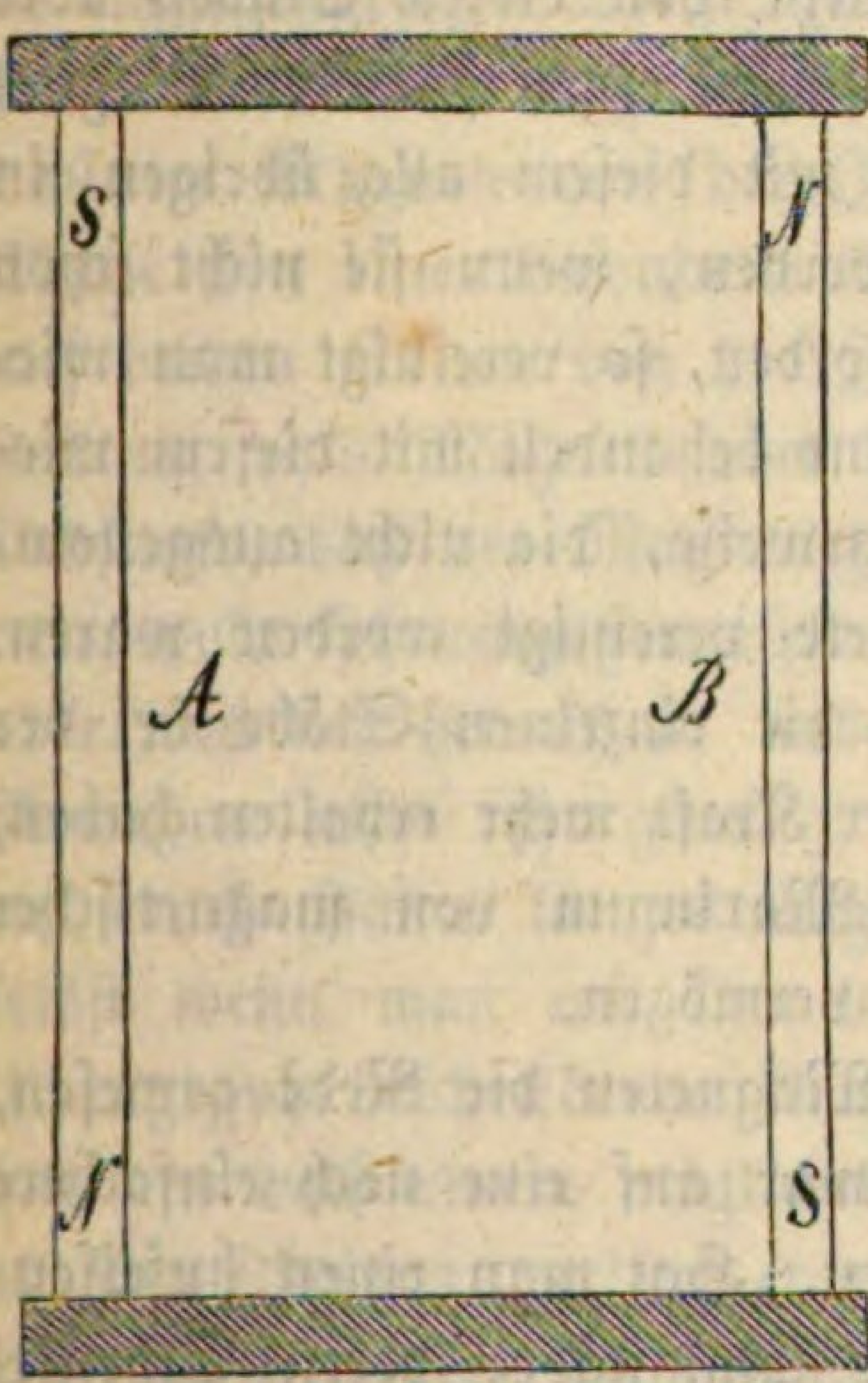
Das soeben beschriebene Verfahren, einen Stahlstab zu magnetisiren, kann man auch dahin abändern, daß man die Mitte des Stabes abwechselnd auf den einen und auf den andern Pol setzt, und am einen Pole den Stab stets nach demselben einen Ende hin, am andern Pole stets nach seinem andern Ende hin abzieht. Auf diese Weise wird der Stahlstab zur einen Hälfte durch Berührung, zur andern Hälfte durch Bestreichung und immer in dem gleichen Sinne magnetisch gemacht.

Bei dem Magnetisiren der Stahlstäbe durch Bestreichung hat man sich insbesondere davor zu hüten, daß die Bewegung der Stäbe über die Pole der Magnete weg im Laufe der Operationen nicht in einer Richtung geschehe, die die entgegengesetzte von der ist, welche durch den Anfang der Operation vorgeschrieben wird. Durch eine solche verkehrte Bewegung wird der im Stabe bereits erregte Magnetismus jedenfalls geschwächt, auch wohl gänzlich aufgehoben, und man hätte die bis dahin auf den Stab verwandte Mühe verloren. Eben deßwegen hat man alle rückgängigen Bewegungen des Stahlstabes in

beträchtlicher Entfernung von dem Pole, auf den sie sich beziehen, vorzunehmen; denn da der Pol in geringer Entfernung noch ähnliche Wirkungen im Stabe wie bei seiner Berührung hervorruft, wenn auch geringere, so darf keine verkehrte Bewegung in der Nähe dieses Pols geschehen. Um ein einfaches Mittel zu haben, woran sich die erforderliche Richtung der Bewegung in jedem Augenblicke immer wieder leicht erkennen läßt, pflegt man die Nordpole der Magnete mit dem Buchstaben N, die Südpole mit dem Buchstaben S zu bezeichnen, und die Enden der Stahlstäbe mit demselben Buchstaben zu versehen, den Polen gemäß, welche sie im Laufe des Magnetisirens annehmen sollen.

2) Auf die vorige Weise lassen sich schon ziemlich schwere Stahlstäbe bis zum höchsten Grade, den sie annehmen können, magnetisch machen, wenn man hinreichend starke Magnete zum Bestreichen vor sich hat; wenn aber die Stahlstäbe von zu großer Masse oder die Streichmagnete von zu geringer Stärke sind, so muß man noch andere Verstärkungsmittel in Bewegung setzen. Das einfachste unter diesen besteht darin, daß man den vorübergehenden Magnetismus im reinen Eisen dazu benützt, den in den Stahlstäben hervorzurufenden bleibenden Magnetismus in größerer Menge zu erregen und gleichsam festzuhalten. Zu diesem Ende trifft man die folgende Anordnung. Man legt zwei möglichst gleiche Stahlstäbe A und B (Fig. 82.) in solcher Entfernung parallel neben einander hin, daß der Abstand dieser Stäbe von einander die Entfernung der Enden des Magnets, über den man zu gebieten hat, dieser mag die Stab- oder Hufeisenform haben, gerade noch erreicht, wobei man darauf zu sehen hat, daß die auf einerlei Seite liegenden Enden der beiden Stahlstäbe ungleiche Buchstaben an sich tragen. Nun legt man auf beiden Seiten Anker von reinem Eisen über die Enden der beiden Stäbe weg (welche Anker am bequemsten etwas niedriger als die Stahlstäbe, dagegen aber breiter als diese genommen werden können), und giebt dieser Verbindung durch Befestigung von einigen Holzplättchen neben den Stäben den erforderlichen Halt; hierauf magnetisirt man beide Stahlstäbe zu gleicher Zeit in der Art, daß man die Enden des Magnets auf die mit den gleichen Buchstaben versehenen Enden der Stahlstäbe legt, wobei der Magnetstab parallel mit den Ankern zu liegen kommt, und ihn nun parallel mit sich selber über die Stahlstäbe wegschiebt, bis dessen Enden sich über den entgegengesetzten Enden der Stahlstäbe befinden. Hier hebt man den Magnet, ohne daß er

Fig. 82.



mit dem Anker in unmittelbare Berührung kommt, von den Stahlstäben ab, führt ihn in möglichster Entfernung über diese weg, und setzt ihn wieder auf die ersten Enden der Stahlstäbe auf, dieselbe Behandlung mehrfach wiederholend. Sodann kehrt man die beiden Stahlstäbe in der gleichen Lage um, so daß deren untere Seiten nach oben zu liegen kommen, und unterwirft sie in dieser neuen Lage derselben Behandlung wie zuvor. So nehmen gleichzeitig beide Stahlstäbe Magnetismus an auf die erst beschriebene Weise, und zwar erzeugen sich an denjenigen Enden der beiden Stäbe, welche an demselben Anker anliegen, ungleichnamige Pole, die durch Berührung in dem Anker einen vorübergehenden magnetischen Zustand in einerlei Sinn hervorrufen, der jedoch so lange wirksam bleibt, als man die Berührung zwischen Stahl- und Eisenstäben andauern läßt, und dadurch der Erweckung des bleibenden Magnetismus in den Stahlstäben zur Hülfe kommt.

Man kann auf diesem Wege leicht eine beliebige Anzahl von Stahlstäben bis zu dem höchsten Grade ihrer magnetischen Wirksamkeit erheben. Nachdem man nämlich alle diese Stäbe auf die eben angezeigte Weise magnetisch gemacht hat, kann man sie noch unter sich bis zum höchst möglichen Grad verstärken, wenn sie nicht schon bei dem vorangegangenen Verfahren diesen Grad erreicht hatten. Man kann nämlich zwei oder mehr von diesen Stäben über einander legen und fest zusammenbinden, wodurch man einen stärkeren Magnet erhält, als die einzelnen Stahlstäbe waren, und mit diesem alle übrigen in derselben Weise behandeln, wodurch sie stärker werden, wenn sie nicht schon so stark als möglich waren. Sind sie stärker geworden, so vereinigt man wieder mehrere von diesen zu einem noch stärkern, und behandelt mit diesem wieder auf die gleiche Weise alle andern Stäbe paarweise, die nicht ausgenommen, welche so eben zu einem stärkern Magnete vereinigt worden waren. Fährt man so fort, bis man gewahr wird, daß die einzelnen Stäbe bei der letzten Behandlung keinen Zuwachs an magnetischer Kraft mehr erhalten haben, so kann man sicher sein, daß diese Stäbe das Maximum von magnetischer Kraft besitzen, welches sie überhaupt anzunehmen vermögen.

Es ist zwar bisher blos von stabförmigen Magneten die Rede gewesen, aber das gleiche Verfahren läßt sich auch und zwar auf eine noch einfachere Weise bei hufeisenförmigen in Anwendung bringen. Hat man einen hufeisenförmigen Magnet und will man hufeisenförmige Stahlstäbe, deren Schenkel eben so weit aus einander stehen, wie im Magnete, magnetisch machen, so braucht man die Enden dieser Stahlstäbe blos durch einen Anker mit einander zu vereinen, die Pole des Magnets auf die gleichnamigen Enden des hufeisenförmigen Stahlstabes so aufzusetzen, daß die Ebenen der beiden Hufeisen senkrecht auf einander stehen, dann den Magnet mit sich selber parallel über den hufeisenförmigen Stahlstab wegzuziehen, bis die Pole des Magnets an den Enden der Biegung des Hufeisenstabes angekommen sind, und ihn hier

aufzuheben, um die gleiche Operation, ähnlich wie bei geradlinigen Stäben, auf derselben Seite des Stahlstabes und auf seiner umgekehrten mehrfach zu wiederholen. Die Biegung vertritt hier den zweiten Anker bei den geradlinigen Stäben, und wird dieß um so vollkommener thun können, wenn man beim Härten der Stäbe blos deren Schenkel, so weit sie geradlinig sind, hart werden, die Biegung selbst aber weich bleiben läßt. Auch die Verstärkung der hufeisenförmigen Stäbe bis zu ihrem Maximum der Kraft kann hier in derselben Weise wie bei den geradlinigen geschehen.

Die hier gegebenen kurzen Andeutungen über das Magnetisiren der Stahlstäbe können um so mehr genügen, als wir später noch ein anderes Mittel kennen lernen werden, das alle übrigen an Wirksamkeit und schnellem Erfolge bei weitem übertrifft.

§. 76. Innere Beschaffenheit der Magnete.

In §. 73. haben wir gefunden, daß die Prüfungsnadel von den Stellen eines Magnets, welche dessen Indifferenzzone ausmachen, gar nicht angezogen wird, von Stellen aber, welche zwischen der Indifferenzzone und den beiden Polen liegen, um so stärker, je näher diese den Polen selber sind, und zwar in entgegengesetzter Weise, je nachdem die Stelle auf der Seite des einen oder des andern Pols liegt. Dieser Hergang läßt sich durch die Annahme erklären, daß im Magnete von der Indifferenzzone bis zu den Polen hin stets mehr Theile von einer besondern Wirksamkeit auftreten, und daß deren Wirksamkeit auf beiden Seiten von der Indifferenzzone eine entgegengesetzte ist; diese Vorstellung vom Magnete aber hält eine nähere Prüfung nicht aus. Schon der Umstand, daß der Magnet gar kein Bestreben zeigt, die in ihm hervorgezogenen, polarisch entgegengesetzten Kräfte allmählig wieder in sich zu vereinigen oder aus sich heraus in andere Körper übergehen zu lassen, ist einer solchen Annahme nicht sehr günstig. Wir haben schon oben erwähnt, daß ein Magnet durch Jahre langes Liegen nicht merklich von seiner Kraft verliert, und selbst wenn man mit ihm unmagnetische Stahlstäbe auf eine der im vorigen Paragraph beschriebenen Arten in noch so großer Anzahl magnetisch gemacht hat, wo doch einem möglichen Uebergange die günstigsten Verhältnisse eröffnet zu sein scheinen, verliert er nicht mehr an seiner Kraft, als sich auf Rechnung einer ungeschickten Behandlung desselben, die doch nie ganz ausbleibt, bringen läßt. Nur sehr heftige Bewegungen in seinen kleinsten Theilen, wie sie durch seinen Fall zur Erde, durch starke Schläge gegen denselben, durch anhaltendes Reiben zwischen ihm und einem harten, rauhen Körper hervorgerufen werden können, bringen zuweilen beträchtliche Aenderungen in seiner Kraft hervor; noch mehr aber wird die Kraft eines Magnets geschwächt, wenn man einen zweiten in verkehrter Weise über ihn wegbewegt, es mögen dabei beide einander berühren oder in einiger Entfernung auseinander gehalten werden, und

schon das Bestreichen des Magnets von seinen Polen gegen seine Mitte hin mit reinem Eisen vermindert seine Kraft in auffallendem Grade. Am vollständigsten wird alle Kraft in einem Magnete vernichtet, wenn derselbe bis zum Weißglühen erhitzt wird.

Es giebt jedoch noch andere Thatsachen, welche zu einer Modificirung der obigen Vorstellung von der Beschaffenheit eines Magnets nöthigen. Dahin gehört die Erscheinung, daß wenn zwei gleiche und gleich starke Magnetstäbe zu einem einzigen Stabe so mit einander vereinigt werden, daß die Enden beider Magnete, welche entgegengesetzte Pole an sich tragen, an einander stoßen und sich in möglichst vielen Punkten berühren, die Vereinigung von diesen zwei Magneten sich fast ganz so wie ein einziger Magnet verhält, dessen Pole sich an seinen beiden Enden befinden, und dessen Indifferenzzone sich in seiner Mitte, also da zeigt, wo die entgegengesetzten Pole der einzelnen Magnete an einander anliegen; es sind sonach bei diesem Versuche zwei Pole der einzelnen Magnete fast ganz und gar verschwunden*), und die beiden noch übrigen zeigen sich verstärkt.

Die hier beschriebene Erscheinung berechtigt uns zu der Vorstellung vom Magnete, wobei wir ihn als eine Zusammensetzung von lauter kleinen (unendlich kleinen) Magnetchen von gleicher Stärke und Richtung ansehen, und diese Vorstellung gewinnt noch dadurch bedeutend an Gewicht, daß, wir mögen einen Magnet an welcher Stelle immer abbrechen, dessen beide Theile immer wieder vollständige Magnete sind, deren Pole an ihren beiden Enden liegen und deren Indifferenzzone sich in ihrer Mitte befindet.

Diese letztere Ansicht von der innern Beschaffenheit eines Magnets, wonach er ein Verein von lauter polarisch getrennten Elementen ist, die sich stets in der gleichen Weise an einander reihen, und darum sich gegenseitig anziehen, scheint die einzige, mit allen bis jetzt bekannten magnetischen Erscheinungen verträgliche zu sein. Nach ihr hätte man sich das reine Eisen, bevor es noch magnetische Eigenschaften zeigt, als aus dergleichen polarischen Elementen zusammengesetzt zu denken, die sich aber in solcher Weise in ein Gleichgewicht gesetzt haben, wobei sie sehr verschiedene Stellungen einnehmen und darum die im Magnete wahrnehmbare Entzweiung noch nicht sehen lassen können. Durch die anziehende Kraft eines Magnets können diese kleinen Magnetchen theilweise veranlaßt werden, die Richtung anzunehmen, wie der auf es einwirkende Magnet sie verlangt, und wodurch sich dann im weichen Eisen magnetische Erscheinungen entwickeln können; aber diese Theilchen treten nach Entfernung des Magnets wieder in ihren alten Gleichgewichtszustand zurück, aus dem sie nur durch die Wirkung des Magnets entfernt gehalten worden sind, und dann

*) Dieses gänzliche Verschwinden tritt indessen nur da ein, wo die beiden einzelnen Magnete völlig dicht an einander anliegen.

hören auch alle magnetischen Erscheinungen im reinen Eisen wieder auf. Ob die Einlagerung fremder Bestandtheile zwischen die polarischen Elemente des reinen Eisens in den Magneten den Rückgang dieser Elemente in ihr ursprüngliches Gleichgewicht erschwert und dadurch Stahl, Schwefeleisen u. dgl. zur Annahme eines bleibenden Magnetismus empfänglicher gemacht werden, läßt sich zwar nicht mit voller Gewißheit behaupten, doch steht dieser Annahme auch keine Unwahrscheinlichkeit entgegen; denn selbst reines Eisen wird fähiger, bleibenden Magnetismus anzunehmen, wenn seine Theile durch irgend äußere Ursachen, wie Hämmern, Strecken im Drathzuge, fortgesetztes Drehen in sich selber, veranlaßt werden, eine ihnen aufgedrungene, unnatürliche gegenseitige Stellung einzunehmen. Man hätte dieser Vorstellung gemäß unter dem Worte Coërcitivkraft nichts anderes sich zu denken, als jegliches Hinderniß, wodurch die polarischen Elemente des Eisens abgehalten werden, die ihrer natürlichen Gleichgewichtslage eigenthümliche Stellung wieder anzunehmen, nachdem sie daraus entfernt worden sind, und man müßte beifügen, daß solche Hindernisse im glühenden Zustande unwirksam werden, um sich das gänzliche Verschwinden der magnetischen Kraft im glühenden Magnete zu erklären. Weil man jedoch gefunden hat, daß das weiß glühende Eisen selbst durch Annähern eines Magnets keine magnetischen Zeichen mehr von sich zu geben im Stande ist, so muß man schließen, daß ein glühender Körper in Bezug auf Magnetismus Eigenschaften erhält, die sehr verschieden von denen sind, die er in gewöhnlicher Temperatur besitzt.

Es muß Befremden erregen, daß vorzugsweise nur das Eisen eigentlich magnetische Eigenschaften aus sich zu entwickeln fähig ist; allein abgesehen davon, daß man doch auch außer Eisen noch andere Körper kennt, die die Eigenschaften eines Magnets in sich hervorrufen lassen, wie Nickel, Kobalt, Chrom und Mangan, so dürfte schon die Nothwendigkeit des Daseins von polarischen Elementen in den Körpern, welche Magnete bilden sollen, die Anzahl der hierzu tauglichen Körper sehr verringern, zumal wenn diese Elemente von gewisser Art sein müssen, um magnetische Wirkungen von größerer Stärke liefern zu können.

Coulomb, welcher sehr zarte Mittel zur Entdeckung des in einem Körper erregten Magnetismus anwandte, indem er Nadeln von drei Linien Länge und nur ⅓ Linie Dicke aus ihnen bildete, diese an einem Coconfaden zwischen den ungleichnamigen Polen zweier starken Magnetstäbe aufhing, deren Axen sämmtlich in einer und derselben Geraden lagen, fand, daß alle diese Nadeln, sie mochten aus Gold, Silber, Kupfer, Blei, Zinn, Glas, Kreide, Knochen, Holz ꝛc. gebildet worden sein, sich gleichmäßig in die Richtung der beiden Magnete einstellten; aber gerade die allzugroße Empfindlichkeit des Prüfungsmittels giebt dem Verdachte Raum, daß eine geringe Menge diesen Nadeln beigemengten Eisens oder Eisenoxyduls die Ursache von der bei allen gleichen

Wirkungsweise gewesen sein dürfte. In neuerer Zeit wies Faraday nach, daß sich solche Nadeln je nach dem Stoffe, woraus sie gebildet worden sind, in die beide Pole verbindende Gerade, aber auch senkrecht darauf einstellen können.

§. 77. Erdmagnetismus.

Gleich in §. 73. wurden wir zur Annahme einer in unserer Erde selbst vorhandenen magnetischen Thätigkeit durch die Wahrnehmung hingetrieben, daß alle Magnete, natürliche, wie künstliche, in der Stab- oder Hufeisenform, wenn sie so aufgehängt werden, daß deren Pole sich ungehindert in einer horizontalen Ebene um eine lothrechte Axe drehen können, mit ihrem einen Pol sich gegen Norden und mit ihrem andern Pol gegen Süden hin einstellen. Diese aus dem Innern unserer Erde hervorgehende magnetische Thätigkeit nennen wir Erdmagnetismus, wobei wir vorläufig es unentschieden lassen müssen, ob dieser Erdmagnetismus die Wirkung eines einzigen in unserer Erde vorhandenen Magnets oder die Mittelkraft von vielen in ihr zerstreut auftretenden einzelnen magnetischen Gebilden ist, und ob diese magnetische Kraftäußerung unserer Erde zu allen Zeiten die gleiche oder zu verschiedenen Zeiten eine verschiedene ist. Die magnetische Beschaffenheit unserer Erde hat seit ihrer ersten Entdeckung die Thätigkeit der Physiker stets mehr und mehr auf sich gezogen. Man ließ zuerst eine Magnetnadel in horizontaler Lage um den Mittelpunkt eines getheilten horizontalen Kreises sich bewegen, dessen Nullrichtung man mit Absehen versah, und mit deren Hülfe in die Richtung des astronomischen Meridians an dem Orte, wo die Beobachtung geschah, einstellte. Hierbei überzeugte man sich, daß die Richtung der Magnetnadel nicht genau mit der Mittagslinie zusammenfiel, indem das eine Ende der Nadel nicht über dem Null der Theilung, sondern über einer Stelle der Theilung einspielte, die sehr merklich diesem Null zur Seite lag. Hierdurch war bewiesen, daß die Axe so aufgehängter Magnete nicht mit der Mittagslinie parallel läuft, daß sich der Nordpol des Magnets nicht genau nach Norden, sein Südpol nicht genau nach Süden einstellt, und man nannte den Winkel, den die Axe des Magnets mit der Mittagslinie bildete, die Abweichung oder Deklination des Magnets (von der Mittagslinie), die man zur genauern Bezeichnung eine östliche oder westliche nannte, je nachdem dabei der Nordpol des Magnets auf der Ost- oder Westseite von der Mittagslinie lag. Das zur genauen Bestimmung der magnetischen Deklination eingerichtete Instrument wurde Deklinatorium genannt. Man stellte mit solchen Deklinatorien an sehr vielen Orten von Zeit zu Zeit Versuche an, und fand, daß die Deklination mit der Zeit sich ändert. Um einen Begriff von der Art und Größe solcher Aenderungen zu geben, setze ich die am Observatorium in Paris im Laufe der Zeit gefundenen Deklinationen her:

Jahr.	Deklination.	Jahr.	Deklination.
1580	11° 30′ östlich	1814	22° 34′ westlich
1618	8° „	1816	22° 25′ „
1663	0°.	1825	22° 22′ „
1700	8° 10′ westlich	1828	22° 5′ „
1780	19° 55′ „	1832	22° 3′ „
1805	22° 5′ „	1835	22° 4′ „

In London hatte man 1634 eine östliche Abweichung von 4° 5′ und 1672 eine westliche von 2° 30′ beobachtet, wodurch die Umkehrung der Deklination auch in London zwischen 1634 und 1672 zu stehen kommt.

Beim Anfertigen von Magnetnadeln, wie sie in den Deklinatorien, in Boussolen und auch im Compaß gebraucht werden, richtete man die Nadeln vor ihrer Magnetisirung stets so her, daß sie, auf eine Spitze gesetzt oder an einem Faden aufgehängt, von selber eine horizontale Richtung annahmen, und wurde dabei gewahr, daß sie diese Stellung, nachdem sie magnetisirt worden waren, nicht mehr einhielten, sondern den einen ihrer Pole (in unsern Gegenden den Nordpol) in die Tiefe senkten, den andern in die Höhe hoben. Man zog hieraus den Schluß, daß die Magnetnadeln durch die Magnetisirung das zuvor nicht vorhandene Vermögen erhalten, sich unter einem gewissen Winkel gegen die Horizontalebene einzustellen, und um sich in dieser Beziehung Gewißheit zu verschaffen, gab man den Nadeln dünne, auf ihren Richtungen senkrecht stehende Axen, um welche sich dieselben in Axen-Lagern, die an den Enden eines gabelförmigen Stücks von einem unmagnetischen Metalle angebracht waren, bewegen konnten, ähnlich wie der Balken einer Wage zwischen ihrer Zange. Die Bearbeitung der Axen dieser Nadeln und ihrer Lager geschah mit großer Sorgfalt, um ihnen eine möglichst große Beweglichkeit zu verschaffen, und zuletzt wurde von der einen oder andern Seite der Nadel so lange etwas weggenommen, bis diese bei horizontaler Lage ihrer Axe und bevor sie noch magnetische Eigenschaften erhalten hatte, bei jeder Stellung, die man ihr geben mochte, keinen Trieb zur Bewegung um ihre Axe mehr wahrnehmen ließ. Theilt man aber einer solchen Nadel Magnetismus mit und hängt sie an dem gabelförmigen Stück, an dessen unterm Ende sich die Lager befinden, in denen sich die Axe der Nadel leicht bewegen läßt, mittelst eines Fadens ohne Drehung so auf, daß die Axe, um welche sich die Nadel drehen kann, stets eine horizontale Lage einhält und die Bewegung der Nadel also nur in einer lothrechten Ebene erfolgen kann, so wird man gewahr, erstlich, daß die ganze Vorrichtung Schwingungen um den Aufhängefaden macht, und zweitens, daß gleichzeitig die Magnetnadel Schwingungen um ihre Axe eingeht.

Sind die Schwingungen um den Aufhängefaden zur Ruhe gekommen, so wird man finden, daß die Schwingungen der Nadel in derjenigen lothrechten Ebene geschehen, welche mit der vorher aufgefundenen Richtung der Abweichungsnadel parallel läuft, und die Nadel selbst wird in einer Richtung zur Ruhe kommen, die mit der lothrechten, durch sie hindurch gehenden Richtung einen Winkel von bestimmter Größe bildet. Das Complement dieses Winkels zu einem rechten, welches der Winkel ist, den die Nadel in der erwähnten Lage mit der Horizontalebene macht, nennt man die Neigung oder Inklination der Magnetnadel, und ein Instrument, welches zur Bestimmung hat, die Neigung der Magnetnadel möglichst genau und zugleich bequem zu bestimmen, heißt Inklinatorium.

Die bisher gebräuchlichen Inklinatorien sind meistens so eingerichtet, daß die Nadel sich um ihre Axe parallel mit einem getheilten Kreise dreht, dessen Mittelpunkt in dieser Axe liegt. Dieser Kreis steht senkrecht auf einer horizontalen Ebene und läßt sich in dieser Lage um eine Axe, welche Hauptaxe heißen mag, drehen, die durch seinen Mittelpunkt geht und senkrecht auf der horizontalen Ebene steht. Diese Ebene ist genau so beschaffen, wie die eines Deklinatoriums; sie hat einen getheilten Kreis, dessen Mittelpunkt in der Hauptaxe liegt, und Absehen, um die Nullrichtung dieses Kreises in die Mittagslinie einstellen zu können. Nachdem diese Einstellung der horizontal liegenden Ebene geschehen ist, steht der Kreis, in dem die Nadel aufgehängt worden ist, vertical und bleibt es auch, während er um seine Hauptaxe gedreht wird; man dreht ihn nun um so viel aus der Lage, wobei er parallel zur Mittagslinie ist, und ein von ihm auslaufender Zeiger auf das Null der horizontalen Theilung hinweist, zur Seite östlich oder westlich ab, bis dieser Zeiger die zuvor aufgesuchte Deklination der Magnetnadel anzeigt. In dieser Stellung des Inklinatoriums kann sich die Magnetnadel nur noch in der Ebene bewegen, in welcher die Nadel zur Ruhe käme, wenn sie an ihrem Axenlager bei horizontaler Lage der Axe frei aufgehängt wäre, deßhalb giebt die Richtung der Nadel, nachdem sie in der Stellung zur Ruhe gekommen ist, die ihr von ihrem eigenen Magnetismus angewiesen wird, die Neigung der Magnetnadel zu erkennen. Zur bequemern Ablesung der Neigung an diesem Instrumente richtet man es so ein, daß die Nullrichtung des getheilten Kreises, in welchem die Nadel aufgehängt ist, parallel mit der Ebene läuft, auf welcher seine Hauptaxe senkrecht steht; dann läßt sich nämlich die Neigung unmittelbar an der Stelle des getheilten Kreises ablesen, worauf die Nadel hinweist.

Man hat sich bei Bestimmung der Abweichung oder Neigung vor einem Fehler zu hüten, der daraus entspringen kann, daß die magnetische Axe der Nadel nicht mit der Axe ihrer Figur, d. h. mit der Geraden zusammenfällt, woran man ihre Richtung erkennt. Zwar giebt man sich bei dem Magneti-

siren solcher Nadeln alle Mühe, daß deren Pole möglichst symmetrisch in ihr zu liegen kommen, und magnetisirt sie deßhalb vorzugsweise so, daß man die entgegengesetzten Pole zweier möglichst gleich starken Magnetstäbe in etwas von einander abgeneigter Lage auf die Mitte der Nadel aufsetzt und mit sich parallel nach den beiden Enden der Nadel hin bewegt; allein eine vollkommen symmetrische Lage der beiden Pole bringt man doch kaum je zu Stande, und darum muß man den daraus möglicher Weise entspringenden Fehler durch den Versuch selber zu eliminiren suchen, wozu das folgende Verfahren ganz geeignet ist. Man hängt die Deklinationsnadel in einer Art Steigbügel auf, in dem man sie so lange verschiebt, bis sie eine vollkommen horizontale Lage angenommen hat, und bestimmt die Deklination; hierauf dreht man die Nadel in ihrem Steigbügel um 180°, die Pole auf denselben Seiten liegen lassend, und bestimmt deren Deklination. Offenbar wird, wenn die magnetische Axe der Nadel einen Winkel mit der Geraden bildet, wodurch die Richtung der Nadel erkannt wird, die Abweichung bei der einen Bestimmung um eben so viel zu groß ausfallen, als sie sich bei der andern zu klein darstellt, folglich wird das arithmetische Mittel zwischen beiden Bestimmungen die genaue Abweichung der Magnetnadel an die Hand geben. Denselben Fehler umgeht man bei dem Inklinatorium, wenn man nach einmaliger Bestimmung der Neigung die Axe der Nadel aus ihren Lagern nimmt und umgedreht, deren Pole auf der gleichen Seite liegen lassend, wieder in die Lager bringt. Sucht man nun noch einmal die Neigung auf, so giebt das arithmetische Mittel zwischen den beiden Bestimmungen die wahre Neigung der Magnetnadel zu erkennen. Bei den Neigungsnadeln hat man noch einem andern Fehler aus dem Weg zu gehen, der dann eintritt, wenn der Schwerpunkt der Nadel nicht ganz genau in ihrer Axe liegt, der sich nicht wohl mehr bei der Bearbeitung der Nadel ausmerzen läßt, so wie er weniger als die Reibung der Axe an ihren Lagern beträgt. Diesem Fehler entgeht man jedoch dadurch, daß man neben der vorigen doppelten Bestimmung noch eine zweite solche macht, wobei man der Nadel einen dem vorigen entgegengesetzten Magnetismus giebt, und zwischen den beiden Bestimmungen das arithmetische Mittel nimmt; denn die falsche Lage des Schwerpunkts wird die eine Bestimmung sehr nahe um eben so viel zu groß als die andere zu klein werden lassen.

Auch die magnetische Neigung ist aus den Versuchen als mit der Zeit sich ändernd hervorgegangen, wiewohl mit dem Inklinatorium nicht so viele Versuche wie mit dem Deklinatorium angestellt worden sind, theils weil die Behandlung des erstern umständlicher als die des andern ist, theils weil die Bestimmungen bei jenem nicht den Grad der Sicherheit wie bei diesem erreichen können.

Durch Beobachtungen am Inklinatorium hat sich jedoch ergeben, daß sich der Nordpol der Neigungsnadel auf der nördlichen Hälfte unserer Erde im

Allgemeinen in die Tiefe senkt, um so mehr, je mehr man sich dem Pole nähert, und daß auf der südlichen Hälfte unserer Erde das Gleiche in Bezug auf den Südpol der Nadel statt hat. In der Nähe des Erd-Aequators zeigen sich rings um die Erde herum Stellen, an denen sich die Neigungsnadel horizontal einstellt, die sonach zu gar keiner magnetischen Neigung Anlaß geben; ihre Vereinigung hat den Namen des magnetischen Aequators erhalten; dessen einzelne Stellen liegen jedoch weder in einer Ebene, noch in symmetrischer Weise zu beiden Seiten des Erd-Aequators, und deuten dadurch auf eine gewisse Unregelmäßigkeit der magnetischen Anordnungen in unserer Erde hin.

§. 78. Kleinere Aenderungen im Erdmagnetismus.

Sowie allmählig die physikalischen Werkzeuge mehr verfeinert wurden, ließen sie noch so geringe Aenderungen der Kräfte erkennen, die den ursprünglichen gröberen Instrumenten noch ganz und gar entgangen waren, und in dem gleichen Maaße trat auch eine successive fortschreitende nähere Kenntniß der magnetischen Erscheinungen ein. Man verschaffte sich Nadeln von ungewöhnlich großer Länge, an denen sich Richtungsänderungen leichter wahrnehmen ließen, oder man brachte an den Enden der Nadeln höchst feine Theilungen an, die man durch ein Microscop betrachtete, um in solcher Weise äußerst kleine Aenderungen in der Stellung der Magnetnadel wahrnehmen zu können. Unter allen solchen Vorrichtungen aber die zweckmäßigste war die von Gauß unter dem Namen Magnetometer angegebene, womit in neuerer Zeit eine große Menge unter sich vergleichbarer Versuche an verschiedenen Orten unserer Erde, die über einen beträchtlichen Theil der ganzen Erdoberfläche zerstreut liegen, angestellt worden sind. Dieses Deklinatorium, dessen ausführliche Beschreibung man in der von Gauß und Weber 1837 herausgegebenen Schrift: „Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins im Jahre 1836" findet, besteht im Wesentlichen aus einem, an einem ungedrehten Faden aufgehängten Magnetstabe, dessen eines Ende einen senkrecht zur Axe dieses Stabes gestellten Spiegel trägt. Diesem Spiegel gegenüber ist ein Fernrohr aufgestellt, das mit dem Magnetstabe nahe in gleicher Höhe sich befindet und wie gewöhnlich in jede Richtung um die beiden, in dessen Statif angebrachten Axen bewegt werden kann. Nur wenig unterhalb des Objectivs von diesem Fernrohr ist ein horizontaler Maßstab befestigt, dessen mittelster auf irgend eine Weise ausgezeichneter Theilstrich lothrecht unter der Mitte vom Objectiv des Fernrohrs liegt. Man begreift nun leicht, daß bei dieser Anordnung die Axen des Fernrohrs und des Magnetstabes in einer und derselben Ebene liegen, wenn der mittlere Theilstreich des Maaßstabes im Spiegel durch die Axe des Fernrohrs gehend in diesem gesehen wird; so wie aber der Magnetstab seine Richtung ändert, wird im Fernrohr mittelst des Spiegels ein anderer Theil-

strich des Maaßstabes durch die Axe des Fernrohrs hindurch zu gehen scheinen, und man kann aus der Entfernung dieses Theilstrichs von dem mittlern und aus den Abständen und Dimensionen der einzelnen Theile die Winkelbewegung, welche im Magnete vorgefallen ist, berechnen, wobei es nicht schwer hält, die Einrichtung so zu treffen, daß die Aenderungen in der Richtung des Magnets bis auf einzelne Secunden genau aufgefunden werden können. Kennt man die Neigung der Axe des horizontal liegenden Fernrohrs zur Mittagslinie des Ortes bei diesen Bestimmungen, so kann man aus jeder einzelnen Beobachtung die Deklination der Magnetnadel zur Zeit dieser Beobachtung leicht ableiten. Zur Erreichung dieses letztern Zweckes wird zu den Versuchen das Fernrohr eines Theodolithen benützt und dessen Stellung zur Mittagslinie zuvor aufgesucht.

Mittelst so zarter Beobachtungsmittel für die Deklination der Magnetnadel entdeckte man, daß außer jenen durch die früher gebrauchten Deklinatorien erkannten Aenderungen der Deklination von größerm Umfange, wie sie nach Verlauf von vielen Jahren wahrgenommen worden sind, und die man deßhalb seculäre genannt hat, auch schon innerhalb eines Tages kleinere Aenderungen in der Richtung der Magnetnadeln bemerklich werden, die von der Stellung der Sonne gegen den Horizont des Beobachtungsortes abzuhängen scheinen und den Namen der täglichen Variationen erhalten haben. Auch öfter wiederkehrende Naturerscheinungen, wie z. B. Nordlichter, üben erfahrungsgemäß einen nicht unbeträchtlichen Einfluß auf die Richtung der Magnetnadel aus; solche weder von der Tages- noch Jahreszeit abhängige Bewegungen der Deklinationsnadel werden Störungen der Magnetnadel genannt. Die täglichen Variationen der Magnetnadel finden hauptsächlich während des Tages statt, seltener und geringer während der Nacht; in unsern Gegenden bewegt sich das Nordende der Nadel vom Aufgang der Sonne an bis gegen 5 Uhr Nachmittags westwärts, von da bis gegen 11 Uhr Abend wieder ostwärts. Den Winkel, den die äußersten Stellungen der Nadel während eines Tages mit einander machen, nennt man die Amplitude der Variation dieses Tages; sie ist an verschiedenen Tagen sehr verschieden und fällt in Paris zwischen 5′ und 25′, in nördlichern Gegenden aber wird sie größer und schwankender, und nach dem magnetischen Aequator zu wird sie stets geringer, in ihm selber ganz unmerklich. Im Allgemeinen ist die Amplitude in den Wintermonaten am geringsten, am größten in den Sommermonaten. Zur Zeit, wo ein Nordlicht am Himmel erscheint, giebt sich die durch es verursachte Störung der Deklinationsnadel durch ein Unruhigwerden derselben zu erkennen und durch plötzliche Schwankungen, die oft mehr als einen Grad umfassen; diese Schwankungen sind um so bedeutender, je näher sich die Nadel dem Nordlichte befindet und je stärker dieses ist; sie lassen sich aber auch in großer Entfernung von der Naturerscheinung noch ganz gut be-

obachten. Erdbeben und Ausbrüche der Vulkane bringen ebenfalls Störungen der Magnetnadel zu Stande, die noch dazu bleibend werden zu können scheinen.

Alle diese Aenderungen in der Richtung der Magnetnadel, die seculären eben so wie die täglichen und die mehr zufälligen deuten darauf hin, daß die magnetische Beschaffenheit unserer Erde einem andauernden, sehr merklichen Wechsel unterliegt. Wenn wir bedenken, daß unsere Erde aus sehr ungleichartigen Bestandtheilen zusammengesetzt ist, welche magnetische Eigenschaften von sehr verschiedener Stärke und Art in sich tragen, so kann es uns nicht Wunder nehmen, wenn wir finden, daß der gesetzliche Gang der magnetischen Erscheinungen an den verschiedenen Stellen unserer Erde örtliche Unterbrechungen erleidet, wie z. B. da, wo wir die Richtung der Magnetnadel an nahe bei einander liegenden Orten sich mehr verändern sehen, als sich mit deren geringer gegenseitiger Entfernung verträgt, oder wenn wir den magnetischen Meridian stellenweise aus der Richtung eines größten Kreises heraustreten sehen, und selbst die bei Erdbeben und vulkanischen Ausbrüchen beobachteten Störungen können uns nicht sehr befremden, weil bei solchen Naturerscheinungen Ortsveränderungen von Massen vorfallen, deren Tragweite wir nicht wohl zu beurtheilen vermögen. Selbst das Auftreten von mehr als einem Pol auf der Nordseite unserer Erde, was sich aus den Beobachtungen reisender Naturforscher herausgestellt hat, ließe sich noch zur Noth aus besondern örtlichen magnetischen Verhältnissen der Bestandtheile unserer Erde erklären, und die täglichen Variationen der Magnetnadel könnten Folge einer noch nicht recht bekannten Einwirkung des Sonnenlichts auf die magnetischen Eigenschaften der Körper sein; aber die seculären Aenderungen des Erdmagnetismus sind durch solche Annahmen nicht zu erklären; sie gaben daher auch zu ziemlich abentheuerlichen Hypothesen Anlaß, die wir auf sich beruhen lassen wollen. Es läßt sich hoffen, daß wir im Lauf der Zeiten über alle diese Anstände hinauskommen werden durch den analytischen Ausdruck für den magnetischen Zustand unserer Erde, wie er uns von Gauß gegeben worden ist, der aber erst in spätern Jahrhunderten seine ganze Wirksamkeit entfalten zu können scheint.

Bei der so großen Wandelbarkeit des Erdmagnetismus war es ein sehr verdienstliches Unternehmen, daß Gauß durch das Gewicht seines Namens einen Verein gründete, durch den alljährlich gleichzeitige magnetische Beobachtungen an sehr verschiedenen Orten unserer Erdoberfläche angestellt werden. Die Arbeiten dieses Vereins haben gleich in den ersten Jahren seines Bestehens wichtige Aufschlüsse über die Natur des Erdmagnetismus an die Hand gegeben, die mehr dessen tägliche Variationen angehen, deren Fortsetzung aber zu der Hoffnung berechtigt, daß durch sie auch Licht über seine seculären Aenderungen verbreitet werden wird.

Schon lange vor diesen verbündeten Bemühungen war man andern Aeußerungen des Erdmagnetismus von minder räthselhafter Natur auf die Spur gekommen. So hatte man gefunden, daß eine mehrere Fuß lange Stange von reinem Eisen, welche in der Richtung der Inklinationsnadel befestigt wird, durch den Einfluß der Erde Magnetismus annehme, wobei ihr unteres Ende ein Nordpol, ihr oberes ein Südpol wird, wovon man sich leicht durch die Prüfungsnadel Ueberzeugung verschaffen kann. Dieser Magnetismus der Stange erhält sich, wiewohl er schwächer wird, wenn gleich deren Richtung etwas von der der Neigungsnadel abweicht; er verschwindet erst dann gänzlich, wenn die Richtung der Stange bis zur senkrechten Lage gegen die Inklinationsnadel abgeändert wird, und kehrt sich in der Stange völlig um, so daß dasjenige Ende der Stange, welches zuvor den Südpol in sich trug, ein Nordpol wird, und umgekehrt, wenn sich die Stange noch weiter von ihrer anfänglichen Richtung entfernt, wobei er in dem Maaße stärker wird, als sich die Lage der Stange, jetzt aber in umgekehrter Richtung, der Neigungsnadel wieder nähert. Alle diese Erscheinungen stimmen mit den Wirkungen eines Magnets auf stangenförmiges Eisen vollkommen überein. Hierbei überzeugte man sich, daß der in solchen Stangen erzeugte vorübergehende Magnetismus, den man den Magnetismus der Lage nennen kann, theilweise bleibend gemacht werden könne, wenn man gegen ein Ende der Stange, ohne ihre Stellung zu verändern, wiederholte Hammerschläge führt. Auch die chemischen Wirkungen, welchen das Eisen in unserer Atmosphäre ausgesetzt ist, können Ursache werden, daß Eisenstangen, welche lange in derselben Stellung von der äußern Luft umgeben sind, bleibend magnetisch werden; daher zeigen die auf unsern Thürmen errichteten eisernen Stangen, wenn sie nach Verlauf von vielen Jahren herabgenommen werden, in der Regel einen bleibenden Magnetismus.

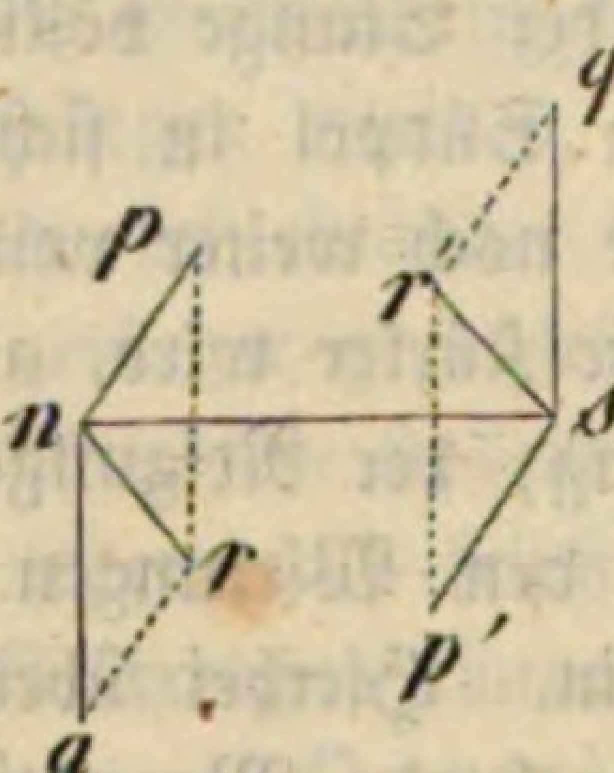
§. 79. Von dem Gesetze, wonach die magnetischen Kräfte wirksam sind, und von der Bestimmung der Stärke dieser Kräfte.

Die Erforschung der Wirkungsgesetze magnetischer Kräfte stößt schon deßhalb auf sehr große Schwierigkeiten, weil man es bei Magneten immer mit mehrfach zusammengesetzten Wirkungen zu thun hat. Zwar kann man die Wirkungen aller von einer Seite der Indifferenzzone eines Magnetstabes ausgehenden Kräfte als einer einzigen Mittelkraft angehörige ansehen, die ihren Sitz in einem auf dieser Seite liegenden bestimmten Punkte hat, den wir durch den Namen Pol bezeichnet haben und dessen Stellung wir durch die Prüfungsnadel bestimmen können; dann aber ist doch noch immer die Wirkung zweier Magnetstäbe auf einander wenigstens aus viererlei Wirkungen von Pol zu Pol zusammengesetzt, indem jeder Magnet mindestens zwei Pole hat, und es hält schwer, die einzelnen Wirkungen von Pol zu Pol aus der beobachteten

zusammengesetzten Einwirkung zweier Magnete auf einander hervorzuholen, wenn man nicht die Versuche unter Umständen anstellt, welche eine Vereinfachung der Betrachtungen nach sich ziehen. Solche Vereinfachungen treten ein:

1) Wenn der eine Magnet in solcher Ferne von dem andern liegt und dieser klein genug ist, daß die Abstände seiner beiden Pole von einem Pole des erstern als einander gleich, und die von einem Pole des ersteren Magnets nach den beiden Polen des andern hinlaufenden Richtungen als unter sich parallel angesehen werden können, wie z. B. der Fall ist, wenn der Erdmagnetismus auf eine Magnetnadel von gewöhnlicher Länge einwirkt, die sich auf der Oberfläche der Erde befindet. Stellen nämlich n und s (Fig. 83.) die beiden Pole dieser Magnetnadel vor, und wirkt der eine Erdpol auf den Pol n dieser Nadel in der Richtung np mit einer Stärke ein, welche durch die Länge np vorgestellt wird, so wirkt derselbe Erdpol auf den Pol s der Nadel, weil die entgegengesetzten Kräfte in einem Magnete stets von gleicher Größe sind, mit gleicher Stärke und in gerade entgegengesetzter Richtung ein; zieht man daher sp′ parallel mit np und macht sp′ = np, so giebt sp′ durch ihre Richtung die Richtung, und durch ihre Länge die Stärke dieser Einwirkung an. Eben so wird die Einwirkung des andern Erdpols auf die beiden Pole n und s durch zwei parallele und gleiche Linien nq und sq′ angezeigt werden, deren Richtungen gegenläufig sind.

Fig. 83.

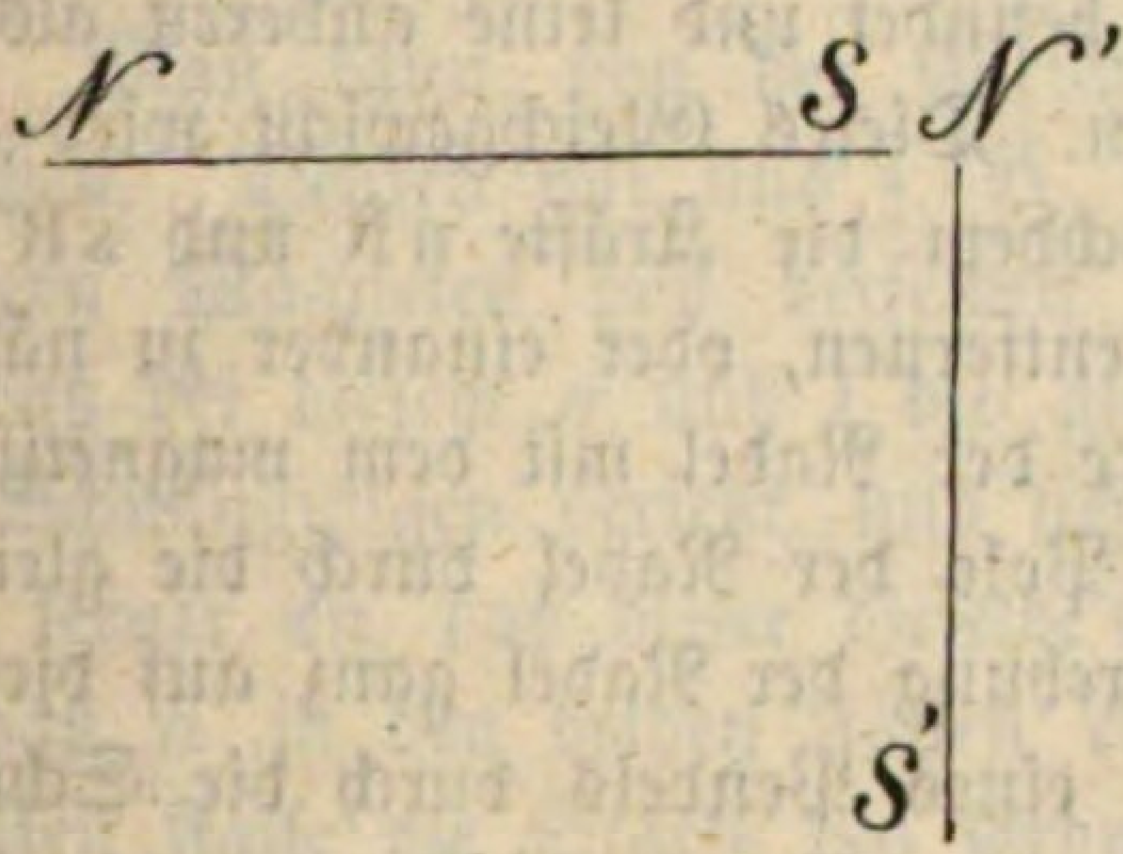


Die Ebene, worin np und nq liegen, läuft mit der, worin sp′ und sq′ liegen, parallel; beschreibt man daher in diesen beiden Ebenen die Parallelogramme pnqr und p′sq′r′ und zieht deren Diagonalen nr und sr′, so geben diese die Mittelkräfte der Einwirkungen des ganzen Erdmagnets auf die Pole n und s zu erkennen, und man sieht sogleich, daß diese beiden Einwirkungen nothwendig von gleicher Größe werden und in parallelen aber gegenläufigen Richtungen erfolgen. Die magnetische Einwirkung unserer Erde auf eine Magnetnadel an ihrer Oberfläche erzeugt also stets in dieser einen Drehzwilling, aus dessen Größe die Einwirkung des Erdmagnetismus auf einen Pol dieser Nadel sich erkennen läßt, indem jeder Pol der Nadel einen zwar entgegengesetzten, aber doch an Größe gleichen Antheil an der ganzen Wirkung nimmt.

2) Wenn der eine Magnet so lang gemacht und so gegen den andern Magnet gestellt wird, daß sein zweiter Pol keine merkliche Einwirkung mehr auf den andern Magnet ausübt; denn dann hat man es nur noch mit den zwei Einwirkungen vom einen Pol des einen Magnets auf die beiden Pole des andern zu thun. Hat dabei auch der zweite Magnet eine solche Länge, und steht der wirksame Pol des ersten Magnets so nahe

bei dem einen Pol des andern Magnets, daß dessen Wirkung auf den zweiten Pol dieses Magnets als unmerklich außer Acht gelassen werden kann, so hat man es nur noch mit der Wirkung von einem Pol des einen Magnets auf einen Pol des zweiten Magnets zu thun, und man kommt auf diese Weise am einfachsten zur Kenntniß der Wirkung von einem einzigen Pol des einen Magnets auf einen einzigen Pol des zweiten Magnets, aus der sich dann die von zweien Magneten auf einander durch Zusammensetzung leicht ableiten läßt. Eine solche Anordnung wäre z. B. die nebenstehende Fig. 84., wenn die Längen der Magnete NS und N′S′ so wie der Abstand NS′ groß genug sind, um die magnetische Wirkung ihrer Pole aus einer Ferne, die diesen Längen gleich kommt, unmerklich werden zu lassen.

Fig. 84.



Coulomb hat dieses zweite Verfahren benützt, um mit Hülfe der von ihm erfundenen Drehwage, einem Instrumente, das zur Messung geringer Kräfte in eminentem Grade geeignet ist, und das wir im nächsten Paragraphen näher kennen lernen werden, das Gesetz aufzufinden, dem die Wirkung zweier Pole auf einander unterworfen ist, und es ergab sich ihm, daß die Größe der anziehenden oder abstoßenden Wirkung zwischen zweien Polen zweier unveränderlichen Magnete immer dem Quadrate ihres Abstandes von einander umgekehrt proportional ist, welches Gesetz sonach dasselbe ist, wie das der allgemeinen Anziehung zwischen zwei Körper-Molecülen.

Derselbe Gelehrte setzte zu dem gleichen Zwecke auch das Verfahren 1) in Bewegung und gelangte durch dasselbe wieder zu dem eben ausgesprochenen Gesetze. Um die Art und Weise, wie er sich dabei benahm, anschaulich machen zu können, wird es nöthig, daß ich mich über diesen Gegenstand ausführlicher verbreite.

Wir haben gesehen, daß es bei dem unter 1) beschriebenen Verfahren darauf ankomme, die Größe des aus den gleichen und entgegengesetzt wirkenden Kräften nr und sr′ gebildeten Drehzwillings zu messen. Nun lassen sich aber solche Drehzwillinge nur dann mit der erforderlichen Genauigkeit messen, wenn deren Ebenen horizontal sind, weil blos solche Drehungen der Körper, die um eine vertikale Axe geschehen, höchst empfindlich gemacht werden können, dadurch, daß man den sich drehenden Körper auf einer glatten Spitze ruhen oder an einem ungedrehten Faden hängen läßt. Zwingt man die Nadel, sich in einer horizontalen Ebene zu bewegen, so wird ihre Bewegung nur durch die Projektionen der Kräfte nr und sr′ auf diese Horizontalebene

zu Stande kommen, weil die auf dieser Ebene senkrecht stehenden Theilkräfte von nr und sr′ vernichtet sind. Die wirksamen horizontalen Seitenkräfte von nr und sr′ aber sind wieder einander gleich und haben gegenläufige Richtungen, wir wollen sie mit nR und sR′ bezeichnen.

Eine lothrechte, mit den Kräften nr und sr′ parallel laufende Ebene, die wir uns durch die vertikale Drehaxe der Nadel hindurch gehend denken können, ist der magnetische Meridian des Ortes; denn offenbar bleibt die Nadel in Ruhe, wenn sie sich in dieser Ebene befindet und keine anderen als die beiden Kräfte nR und sR′ auf sie einwirken. Dieses Gleichgewicht wird aber ein haltbares oder unhaltbares sein, je nachdem die Kräfte nR und sR′ die Pole n und s der Nadel von einander zu entfernen, oder einander zu nähern streben. Macht hingegen die magnetische Axe der Nadel mit dem magnetischen Meridian einen Winkel, so werden beide Pole der Nadel durch die gleichen und parallelen Kräfte nR und sR′ eine Drehung der Nadel ganz auf dieselbe Weise veranlassen, wie die Schwingungen eines Pendels durch die Schwere hervorgerufen werden. Die Schwingungen der Nadel müssen um die Lage ihres haltbaren Gleichgewichtes erfolgen, wie die Schwingungen eines Pendels um seine haltbare Gleichgewichtslage, und dabei genau dieselben Gesetze beobachten, wie wir sie oben für die Schwingung des Pendels erhalten haben. Das Gesetz des Pendels war für den Fall, daß es nur äußerst kleine Schwingungen macht:

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{G}}, \qquad (1.)$$

wenn T die Schwingungsdauer des Pendels, l seine Länge vom Umdrehungspunkt bis zu dem Schwingungspunkt gerechnet, G die Intensität der Schwerewirkung und π eine konstante Zahl bedeutet; eben diese Gleichung wird daher auch in Betreff der Schwingungen einer Magnetnadel stattfinden, wenn T die Dauer ihrer Schwingungen, l den Abstand ihrer beiden Schwingungspunkte von einander unter der Bedingung, daß die Drehaxe des Magnets mitten zwischen diesen Schwingungspunkten liegt, G die Intensität der magnetischen Erdwirkung auf einen Pol der Nadel und π eine konstante von dem Trägheitsmoment der schwingenden Nadel unabhängige Zahl vorstellt.

Stellt N die Schwingungszahl des Magnets vor, so daß $T = \frac{1}{N}$ ist, und beachtet man, daß die magnetische Wirkung der Erde auf einen Pol des Magnets dem Produkt aus der Stärke des Erdmagnetismus und der Stärke des Magnets proportional ist, demselben Naturgesetze gemäß, weshalb in der Gleichung (a.) des §. 23. die Anziehung zweier Massen M und m dem Produkte Mm proportional genommen wird, so daß man

$$G = \alpha S \mathfrak{S}$$

setzen kann, wenn S die Stärke des Erdmagnetismus, $\mathfrak{S}$ die des Magnets

und α eine von der Stellung beider Magnete zu einander abhängige Zahl bedeutet, welche konstant ist, so lange die beiden Magnete einerlei Stellung gegen einander einnehmen, wie z. B. wenn der eine Magnet unsere Erde ist, der zweite stets an dem gleichen Orte unserer Erde sich befindet; hierdurch aber geht die Gleichung (1.) über in:

$$\frac{1}{N} = \pi \sqrt{\frac{l}{\alpha S \mathfrak{S}}} \quad \text{oder} \quad N^2 = \frac{1}{\pi^2} \frac{\alpha}{l} S \mathfrak{S} . \qquad (2.)$$

Man kann von der Gleichung (2.) auf mancherlei Weise Gebrauch machen. Denken wir uns z. B. zu einer andern Zeit denselben oder einen andern Magneten von derselben Form und magnetischen Vertheilungsweise, so daß bei diesem π und l die gleichen Werthe wie bei dem vorigen haben, in Schwingungen versetzt, und liefert dieser die Schwingungszahl N'; nehmen wir ferner an, daß dieser dieselbe Stellung zum Erdmagnet hat wie der vorige, so daß α in den beiden Fällen einerlei Werth hat; bezeichnen wir aber im zweiten Falle die Stärke des Erdmagnetismus und die des Magnets, welche andere geworden sein können, durch S' und $\mathfrak{S}'$, so ist

$$N'^2 = \frac{1}{\pi^2} \frac{\alpha}{l} S' \mathfrak{S}' \qquad (3.)$$

und es verbinden sich die Gleichungen (2.) und (3.) zu der neuen:

$$\frac{N^2}{N'^2} = \frac{S \mathfrak{S}}{S' \mathfrak{S}'} . \qquad (4.)$$

Ist man nun sicher, daß die Stärke des Erdmagnetismus in den beiden Zeiten dieselbe geblieben, oder daß $S = S'$ ist, so verwandelt sich die Gleichung (4.) in:

$$\frac{N^2}{N'^2} = \frac{\mathfrak{S}}{\mathfrak{S}'} ; \qquad (5.)$$

man kann also aus den Schwingungszahlen N und N' in den beiden Fällen das Verhältniß der Stärke des schwingenden Magnets herleiten, und man bedient sich häufig dieser Relation, um zu erfahren, ob die Stärke eines Magnetstabes, während man ihn magnetisirt, noch zunimmt oder nicht. Kann man durch irgend ein Mittel sich vergewissern, daß die Stärke des schwingenden Magnets in beiden Fällen dieselbe geblieben, oder daß $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}'$ ist, so giebt die Gleichung (4.):

$$\frac{N^2}{N'^2} = \frac{S}{S'} ; \qquad (6.)$$

und man kann also aus den Schwingungszahlen N und N' finden, ob der Erdmagnetismus in beiden Fällen der gleiche geblieben ist, oder in welchem Verhältnisse er sich abgeändert hat.

§. 80. Gebrauch der vorstehenden Gleichungen zur Auffindung des Wirkungsgesetzes von Pol zu Pol.

Nach den vorausgegangenen Betrachtungen ist es nun leicht, sich einen klaren Begriff davon zu machen, wie sich die Größe der Einwirkung eines Magnetpols auf einen andern aus den horizontalen Schwingungen des letztern herholen läßt. Hängen wir nämlich eine sehr kurze Magnetnadel horizontal auf, und lassen wir sie unter dem alleinigen Einfluß des Erdmagnetismus schwingen, so wird sie eine gewisse Schwingungszahl N liefern, wie sie der gerade herrschenden Stärke S des in horizontaler Richtung auf sie einwirkenden Erdmagnetismus entspricht. Stellen wir nun dieser Nadel in der Richtung, in welcher sie durch die alleinige Wirkung des Erdmagnets zur Ruhe gelangt, d. h. in der Richtung, in welcher der Erdmagnet die Pole der Nadel zur Bewegung in einer Horizontalebene antreibt, den einen Pol von einem sehr starken und langen künstlichen Magnete in solcher Entfernung gegenüber, daß dagegen die Dimensionen der Nadel verschwinden, so wird dieser Pol auf die Nadel stets in der gleichen Richtung wie die Erde einwirken, und zwar auf ihre beiden Pole mit der gleichen Stärke; es summirt sich also entweder einfach die Wirkung des der Nadel gegenüberliegenden Pols des künstlichen Magnets zu der Kraft, welche von der Erde auf die gleiche Nadel in horizontaler Richtung ausgeübt wird, oder es erzeugt sich die Differenz zwischen diesen beiden Kräften, je nachdem die Einwirkungen der Erde und die des Pols vom künstlichen Magnet auf die Nadel gleich- oder ungleichartig sind. Trifft man daher noch solche Vorkehrungen, wobei die Einwirkung des andern Pols vom künstlichen Magnet auf die Nadel vernachlässigt werden kann, wie z. B. wenn der andere Pol des künstlichen Magnets zu weit von der Nadel entfernt liegt, um noch eine merkliche Wirkung auf sie ausüben zu können, oder wenn er vermöge der Stellung des Magnets nur einen sehr geringen Einfluß auf die Nadel ausüben kann, so wirkt bei einer solchen Anordnung nur der eine Pol des künstlichen Magnets im Vereine mit der Erde fühlbar auf die Nadel ein; ist also S die Stärke der von der Erde ausgehenden horizontalen Anziehung und Abstoßung auf die Pole der Nadel, S′ die Stärke der von dem wirksamen Pole des künstlichen Magnets ausgehenden auf die gleiche Nadel, so ist S + S′ die richtende Kraft der Nadel unter dem gleichzeitigen Einflusse der Erde und dieses Pols. Ist nun N′ die Schwingungszahl der Nadel unter diesem doppelten Einflusse, und hat sich der Erdmagnetismus seit der Zeit, wo er für sich die Schwingungszahl N lieferte, nicht geändert, so ist der Gleichung (4.) des §. 79. zur Folge

$$\frac{N'^2}{N^2} = \frac{S + S'}{S}, \qquad (7.)$$

wenn die Wirkung der Erde und des Pols auf die Nadel gleichartig sind. Aus dieser Gleichung findet man:

$$\frac{S'}{S} = \frac{N'^2 - N^2}{N^2}; \qquad (8.)$$

man kann also das Verhältniß zwischen S' und S aus den gefundenen Schwingungszahlen N und N' berechnen. Läßt man den Pol des künstlichen Magnets in der vorigen Richtung liegen, stellt ihn aber in eine andere Entfernung zur Nadel, so wird seine Einwirkung auf diese eine andere werden, als zuvor die S' war, wir wollen sie durch S''*) bezeichnen, und diesem zur Folge wird auch die Schwingungszahl der Nadel unter dem doppelten Einflusse jetzt eine andere werden, als zuvor die N' war, wir wollen sie durch N'' bezeichnen, und es ist jetzt wieder der Gleichung (8.) gemäß:

$$\frac{S''}{S} = \frac{N''^2 - N^2}{N^2}. \qquad (9.)$$

Aus den Gleichungen (8.) und (9.) aber ergiebt sich:

$$\frac{S'}{S''} = \frac{N'^2 - N^2}{N''^2 - N^2};$$

man kann also aus den drei beobachteten Schwingungszahlen N, N' und N'' das Verhältniß zwischen den Kräften S' und S'', womit derselbe Pol auf die Pole der Nadel in zweierlei beliebig zu wählenden Entfernungen einwirkt, berechnen. Auf solche Weise überzeugte sich Coulomb noch auf eine zweite Art, daß die Wirkungen von Pol zu Pol stets den Quadraten der Abstände dieser Pole von einander umgekehrt proportional sind. Ist aber dieses Gesetz zur Gewißheit erhoben, so kann man mittelst seiner die Einwirkung zwischen zwei beliebig gegen einander gestellten Magneten ohne weiters berechnen und, wenn man will, die Uebereinstimmung der Rechnung mit der Erfahrung auf's Neue durch den Versuch bewähren. Solcher Beispiele finden sich an vielen Orten in den verschiedenen Jahrgängen der oben angeführten Schrift von Gauß und Weber vor; auch hat uns Gauß mit einer von den früheren ganz verschiedenen Auffsuchung des so eben hervorgehobenen Gesetzes in der ihm eigenen höchst eleganten Weise beschenkt.

Ich beschließe diesen Gegenstand mit der Aufführung einiger Thatsachen, wodurch die Gleichartigkeit der von unserer Erde und von andern natürlichen oder künstlichen Magneten ausgehenden Kräfte in ein größeres Licht gestellt wird.

---

*) Dieses S'' unterscheidet sich von S' eigentlich blos in Folge der verschiedenen Entfernungen des Pols von der Nadel; es sind S' und S'' nichts anderes, als die Wirkungen des Pols auf die Nadel, in soferne in sie das Element der Entfernung aufgenommen gedacht wird. Sie entspringen aus der Veränderlichkeit von α in den beiden Fällen.

Reines Eisen in der Form eines Stabes wird seiner Länge nach magnetisch, wenn ihm in einigrr Entfernung der eine Pol eines kräftigen Magnets in der Richtung seiner Länge gegenüber gestellt wird; dasselbe Eisenstäbchen aber zeigt keine merklichen Spuren von Magnetismus, wenn die vom Pole nach seiner Mitte gezogene Gerade senkrecht auf seine Länge steht. Die analoge Wirkung übt auch unsere Erde auf eine Stange reinen Eisens aus, je nach ihrer Stellung zur Erde, wie sich in der Erfahrung vollkommen durch den Versuch bestätigt, der schon zu Ende des §. 78. angezeigt worden ist. Es giebt aber auch noch andere Analogien zwischen der magnetischen Thätigkeit unserer Erde und der anderer, künstlicher oder natürlicher Magnete, von welchen die nachstehende noch besonders hervorgehoben zu werden verdient.

Es ist eine bekannte Thatsache, daß eine magnetische Erregung sich in einem Stahlstabe um so schwächer und auf um so geringere Entfernungen fortpflanzt, je härter derselbe ist; eben darum läßt sich derselbe nicht mehr durch die bloße Berührung mit einem Magnetpole vollständig magnetisiren, so wie er einigermaßen lang und zu gleicher Zeit sehr hart ist. Wenn man aber denselben Stahlstab, nachdem man ihn wie zum Härten glühend gemacht hat, im Wasser zwischen den entgegengesetzten Polen zweier starker Magnete ablöscht und ihm dadurch eine bedeutende Härte ertheilt, so hat er nach dem Herausnehmen aus dem Wasser einen beträchtlichen Grad von Magnetismus angenommen, den er nicht bekäme, wenn er schon hart, aber noch unmagnetisch zwischen dieselben Pole der beiden Magnete gelegt worden wäre. Es wird also die vollständigere magnetische Erregung im glühenden Stahlstabe zwischen den beiden Magnetpolen während seines Hartwerdens zu einer bleibenden von solcher Stärke, wie sie bei einem zuvor schon harten Stahlstabe nicht zu Stande käme. Ganz ähnlich verhält sich in dieser Beziehung auch der Erdmagnetismus. Er kann einem schon harten Stahlstabe keinen magnetischen Zustand von merklicher Stärke ertheilen; bringt man aber den Stahlstab in's Glühen und kühlt ihn in der Richtung der Neigungsnadel im Wasser ab, so zeigt er nach dem Abkühlen einen sehr merklichen Grad von Magnetismus. In dieser Lage kann nämlich, während er noch glüht, die Erde eine beträchtliche Entzweiung der magnetischen Gegensätze in ihm hervorrufen, und die einmal hervorgerufene macht sich im Prozesse der Abkühlung zu einer bleibenden.

Kapitel III.

Von den, schon vor der Entdeckung des Galvanismus bekannten, electrischen Erscheinungen.

§. 81. Anziehung und Abstoßung durch Electricität, und Vorhandensein zweier entgegengesetzten Electricitäten.

Die Entdeckung jener im Haushalte der Natur überall verbreiteten Kraft, die den Namen Electricität erhalten hat, nahm ihren Ursprung in der einfachen Wahrnehmung, daß gewisse Körper, wenn sie mit wollenem oder seidenem Zeuge gerieben werden, das Vermögen annehmen, allerlei leichte Körperchen nach sich hin zu ziehen. *)

Alle Harze (und darum auch Siegellack), Glas, Schwefel, Seide und noch viele andere Körper besitzen diese Eigenschaft, welche sich leicht an Papierschnitzelchen erkennen läßt, über die man den geriebenen Körper hält. Er zieht aus einiger Entfernung die Schnitzelchen nach sich und entläßt sie später wieder, wobei man leicht bemerken kann, daß die Schnitzelchen ihn mit einer andern Geschwindigkeit und Richtung verlassen, als ihnen die Schwere allein zu geben vermöchte; es scheint also der geriebene Körper nicht nur die Schnitzelchen von vorn herein nach sich hinzuziehen, sondern auch, nachdem sie mit ihm in Berührung gekommen waren, wieder von sich abzustoßen. Daß dem wirklich so sei, davon kann man sich leicht Ueberzeugung verschaffen, wenn man kleine und leichte Körperchen, wie z. B. Kügelchen von Hollundermark, an einem Coconfaden aufhängt; dann sieht man deutlich, wie das an dem Seidenfaden hängende Kügelchen anfangs von dem geriebenen Körper angezogen, später aber, sobald es ihn wieder verlassen hat, abgestoßen wird. Kommt dieses Kügelchen, während es von dem geriebenen Körper abgestoßen wird, in Berührung mit einer Wand des Zimmers, mit einem Tische, Stuhl u. dgl., oder berührt man es auch nur mit der Hand, so verliert es alsbald die Eigenschaft, von dem geriebenen Körper abgestoßen zu werden, dieser zieht es vielmehr wieder ganz so, wie von vorn herein, nach sich hin, und stößt es erst nach hinlänglicher Berührung mit ihm ab wie zuvor. Dieser Hergang scheint anzudeuten, daß das Kügelchen in Berührung mit dem geriebenen Körper von

*) Der Name Electricität kommt von der griechischen Benennung des Bernsteins (ἤλεκτρον) her, an welchem die Alten schon lange vor Christi Geburt die hier erwähnte Eigenschaft entdeckt hatten.

diesem Etwas in sich aufnimmt, in Folge dessen das Kügelchen von dem geriebenen Körper so lange abgestoßen wird, bis dem Kügelchen dieses Etwas durch einen dritten Körper wieder entzogen worden ist.

Stellt man diese Versuche mit verschiedenen geriebenen Körpern der genannten Art an, so giebt das an dem Seidenfaden aufgehängte und zuvor von den Händen berührte Kügelchen mit jedem derselben für sich die eben beschriebenen Erscheinungen; wir sind daher berechtigt, zu sagen, daß alle diese verschiedenen Körper durch Reiben Electricität in sich aufnehmen, oder electrisch werden, und den dadurch in ihnen hervorgerufenen Zustand mittelst des Kügelchens auf die gleiche Weise zu erkennen geben. Bietet man aber dem Kügelchen, nachdem es von einem der geriebenen Körper abgestoßen wird, successive die übrigen frisch gerieben dar, so zeigt sich ein höchst merkwürdiger Gegensatz unter ihnen. Ein Theil derselben stößt wie der erste das Kügelchen von sich weg, ein anderer Theil hingegen zieht es nach sich hin, und läßt man es mit einem dieser letztern Körper in Berührung kommen, bis es von ihm abgestoßen wird, so wird es von jedem Körper dieser zweiten Klasse abgestoßen, dagegen von jedem Körper der ersten Klasse angezogen. Hierdurch werden wir veranlaßt, der Aussage, daß alle diese Körper durch Reiben electrisch werden, die Beschränkung beizufügen, daß aber die Electricität in den einen die gerade entgegengesetzten Wirkungen von der in den andern hat, jene zieht an, wo diese abstößt, und diese zieht an, wo jene abstößt. Wir sind so zu der Annahme zweier, ihren Wirkungen nach einander gerade entgegengesetzten Electricitäten gekommen, die wir füglich durch das Beiwort der positiven und negativen von einander unterscheiden können, und welche wir von nun an abgekürzt durch + E und — E bezeichnen werden.

Es ist an und für sich völlig gleichgültig, welche von diesen beiden Electricitäten man die positive nennen und durch + E bezeichnen will, nur muß man dann die andere negative heißen und durch — E bezeichnen; um indessen hierin zu einer Bestimmtheit zu gelangen, ist man überein gekommen, die im glatten Glase durch Reiben mit Flanell erzeugte als positive anzunehmen und durch + E zu bezeichnen, hingegen die im Siegellack durch Reiben mit Flanell erzeugte als negative anzusehen und durch — E zu bezeichnen, und diesem gemäß die Electricität eines jeden geriebenen Körpers + E zu nennen, wenn dieser mit dem geriebenen Glase einerlei Wirkung äußert, so wie — E die desjenigen geriebenen Körpers, der mit dem geriebenen Siegellack einerlei Wirkung äußert, oder die entgegengesetzte von der des geriebenen Glases liefert.

Wir haben so eben bei der Bestimmung der Art der Electricität nicht blos das Reibzeug, d. h. den Körper angegeben, womit das Glas oder Siegellack gerieben werden soll, sondern auch bemerkt, daß man zu dieser Bestimmung

Glas mit glatter Oberfläche gebrauchen soll. Es hat nämlich die Erfahrung an die Hand gegeben, daß nur glattes Glas mit Wollenzeug gerieben + E annimmt, matt geschliffenes Glas hingegen unter denselben Umständen — E erhält; Seide aber theilt durch Reiben jedem Glase, es mag glatt oder rauh sein, + E mit, und dem Siegellacke giebt sie — E. Welche Electricität ein Körper durch's Reiben an einem andern annehme, das hängt überhaupt nicht blos von seiner eigenen Natur ab, sondern eben so sehr auch von der des Körpers, an welchem er gerieben wird.

So nimmt Schwefel — E an, wenn er an Glas, Haar, Papier, Tuch, der Hand gerieben wird, dagegen nimmt er + E an, wenn man ihn an irgend einem der gewöhnlichen Metalle reibt. Katzenhaar allein erhält + E durch's Reiben an jedem andern Körper. Schon eine Ungleichheit in der Art, wie sich die Körper an einander reiben, scheint das Auftreten von + E oder — E zu begünstigen. Wird z. B. ein seidenes Band seiner ganzen Länge nach über ein anderes ganz gleiches so hin und her gerieben, daß dieses letztere immer nur an derselben Stelle von ersterem berührt wird, so erhält das letztere — E, das erstere + E.

Nehmen wir an, daß das an einem Seidenfaden aufgehängte Hollundermarkkügelchen in der Berührung eines durch Reibung electrisch gemachten Körpers einen Theil von dessen Electricität in sich aufnimmt, so können wir alle bisher wahrgenommenen Anziehungs- und Abstoßungserscheinungen electrischer Körper in dem folgenden einen Satze zusammenfassen:

Gleichartig electrische Körper stoßen sich ab, und ungleichartig electrische Körper ziehen sich gegenseitig an.

Dieses Gesetz ist ganz analog dem bei magnetischen Körpern in Beziehung auf Anziehung und Abstoßung ihrer Pole erhaltenen; bei den Magneten jedoch zeigen sich die entgegengesetzten Magnetismen stets beide zugleich in demselben Körper und verlassen diesen nie, während sich die entgegengesetzten Electricitäten in der Regel nur auf getrennten Körpern aufhalten, und diese leicht verlassen können, um in andere Körper überzugehen.

Soll der vorstehende Satz wirklich alle oben angeführten Anziehungs- und Abstoßungserscheinungen in sich enthalten, so muß er auch auf den Fall anwendbar sein, wo das zuvor mit der Hand berührte Kügelchen von dem electrischen Körper angezogen wird; es ist aber schwer einzusehen, wie es kommen könne, daß ein unelectrischer Körper überhaupt nur eine Wirkung von einem electrischen Körper in sich aufzunehmen vermag. Indessen werden wir in Kurzem eine neue Eigenschaft der Electricität kennen lernen, die zur Folge hat, daß ein unelectrischer Körper in der Nähe eines electrischen sich immer so verhält, als ob jener ein diesem entgegengesetzt electrischer wäre, und damit nimmt dann der erwähnte Satz in der That sämmtliche Erscheinungen in sich auf.

Das von einem electrischen Körper angezogene, an einem Seidenfaden hängende Kügelchen nimmt Etwas von diesem Körper in sich auf, wodurch es die Fähigkeit erhält, von demselben Körper abgestoßen zu werden, und wir haben angenommen, daß dieses Etwas nichts anderes sei, als die im geriebenen Körper hervorgerufene Electricität. Für diese Annahme spricht der Umstand, daß das abgestoßene Kügelchen sich in jeder Beziehung selber wie ein electrischer Körper verhält. Es zieht ein anderes kleineres, an einem Coconfaden hängendes Kügelchen nach sich hin und stößt es später von sich ab; zwei solche Kügelchen, die von demselben geriebenen Körper abgestoßen werden, stoßen sich auch unter einander ab; endlich ziehen zwei solche Kügelchen einander an, wenn das eine von einem geriebenen Körper abgestoßen wird, das andere von einem zweiten, der durch Reiben die entgegengesetzte Electricität von der des ersten annimmt. Alle diese Erfahrungen lassen es nicht zweifelhaft, daß das von dem Kügelchen in Berührung mit einem electrischen Körper aufgenommene Etwas nichts anderes sei, als ein Theil von der in diesem Körper befindlichen Electricität; sie rechtfertigen also vollkommen die zuvor von uns gemachte Annahme. Man kann sich auch leicht überzeugen, daß dieses Abgeben eines electrischen Körpers von einem Theile seiner Electricität an einen andern Körper, was man die Mittheilung der Electricität zu nennen pflegt, nicht blos bei der Berührung, sondern schon in einiger Entfernung geschieht. Nähert man eine stark electrisirte Glasstange oder Siegellackstange dem noch unelectrischen am Seidenfaden aufgehängten Kügelchen bis auf einen Abstand von ein Paar Linien von unten, so wird man ein leises Knistern gewahr werden und finden, daß von da ab das Kügelchen von der geriebenen Stange abgestoßen wird, zum Beweise, daß das Kügelchen, schon bevor es die Stange berührt, Electricität von dieser in sich aufnimmt, daß also die Mittheilung schon in einiger Entfernung stattfindet.

§. 82. Von dem ungleichen Vermögen der Körper die Electricität durch sich hindurch zu leiten.

In dem vorigen Paragraphen ist bereits gesagt worden, daß das an dem Seidenfaden aufgehängte Kügelchen, welches mit einem electrischen Körper in Berührung gekommen ist, und nun, nachdem es eine hinreichende Menge Electricität in sich aufgenommen hat, von diesem abgestoßen wird, diese Electricität und mit ihr die Eigenschaft, von dem electrischen Körper abgestoßen zu werden, wieder verliert, wenn es von der Hand oder andern dazu tauglichen Körpern berührt wird. Es müssen also diese Körper die Eigenschaft besitzen, Electricität, womit sie in Berührung kommen, in sich aufzunehmen, und durch sich hindurch gehen zu lassen; letzteres weil sich die von ihnen entführte Electricität in der Regel nicht mehr an ihnen beobachten läßt. Mit

dieser Eigenschaft gewisser Körper, die Electricität, wo sie sie finden, in sich aufzunehmen, und durch sich hindurch zu führen, muß man aber zugleich auch das Unvermögen anderer Körper, Electricität, welche mit ihnen in Berührung kommt, in sich aufzunehmen statuiren; denn das Kügelchen war, bevor die Electricität ihm genommen wurde, in Berührung mit Luft und Seide; besäßen also diese Körper das Vermögen, ihm die Electricität zu entziehen, so müßte das Kügelchen schon so seine Electricität und in Folge seine Fähigkeit, vom electrischen Körper abgestoßen zu werden, verlieren. Allerdings wird man gewahr, daß die Abstoßung zwischen dem Kügelchen und dem geriebenen Körper fort und fort geringer wird und endlich ganz verschwindet; aber bis es dahin kommt, können Stunden vorübergehen, während eine Berührung mit der Hand oder einem andern geeigneten Körper dem Kügelchen augenblicklich alle Electricität bis auf die letzte Spur entreißt. Wir sind daher genöthigt, den verschiedenen Körpern die Fähigkeit, andern Körpern ihre Electricität zu entführen, in sehr ungleichem Grade beizulegen, und nennen diesem gemäß solche Körper, welche dieses Vermögen in hohem Grade besitzen, Electricitätsleiter, solche Körper hingegen, welche dieses Vermögen nur in sehr geringem Grade oder vielleicht gar nicht besitzen, Nichtleiter der Electricität. Jeder Körper besitzt das Vermögen, Electricität durch sich hindurch zu leiten in einem bestimmten Maße, das wir sein Leitungsvermögen nennen. Wir sagen von einem electrischen Körper, der ringsum von lauter Nichtleitern umgeben ist, er sei isolirt.

Unter den Electricitätsleitern nehmen die Metalle den ersten Rang ein; entfernt von diesen, doch noch gute Leiter bildend, stehen die Säuren, Alkalien und Salze, insbesondere so lange sie den wasserförmigen Aggregatzustand behaupten; zuletzt reiht sich das Wasser in seinem gewöhnlichen Zustande, wie auch als Dampf in der Luftform an. Nichtleiter verwandeln sich in Leiter, so wie sie vom Wasser durchzogen oder auch nur überzogen sind; daher sind Rauch und Flamme, die Feuchtigkeit in sich enthaltenden Theile von lebenden Thieren und Pflanzen Leiter, und selbst Holz und aus Holzfasern bereitete künstliche Producte, wie Leinwand und Papier, leiten die Electricität, so lange sie nicht völlig ausgetrocknet worden sind. Aus demselben Grunde zeigen sich auch alle im Wasser aufgelösten Körper als Leiter.

Zu den vorzüglichsten Nichtleitern gehört die unsere Erde umgebende Luft, wenn sie trocken ist, und, wie es scheint, auch alle andern Luftarten, so lange sie nicht viel Wasserdampf in sich aufgenommen haben. Ferner gehören dahin alle Harze, Glas und glasartige Steine, so auch Porzellan, wie auch viele Metalloxyde und andere Mineralien. Unter den thierischen Stoffen zeichnen sich als Nichtleiter aus: Seide, Haare, Federn, so auch trockenes Fett, Oel und Wachs. — Eigentlich bilden alle Körper in der Natur eine Reihe vom besten Leiter bis zum besten Nichtleiter. Man pflegt

auch wohl die mitten in dieser Reihe sich aufhaltenden Körper Halbleiter zu nennen, obwohl sich nirgends für die Halbleiter eine scharfe Grenze auffinden läßt.

Der zwischen Leitern und Nichtleitern aufgefundene Unterschied macht es begreiflich, warum man z. B. eine Metallstange nicht wie eine Glas- oder Siegellackstange durch Reiben electrisch machen kann, so lange man sie in der Hand hält. Jede in der Metallstange etwa entstehende Electricität entweicht sogleich wieder aus ihr durch die Hand, womit man sie hält, und durch den thierischen Körper hindurch, wozu diese Hand gehört, und geht meistens auch noch in die Körper über, mit denen die Füße des thierischen in Verbindung stehen, weil alle diese Körper mehr oder weniger Electricitätsleiter sind. Anders aber verhält sich die Sache, wenn eine in der Hand gehaltene Glas- oder Harzstange gerieben wird. Die dabei erzeugte Electricität, welche in einiger Ferne von der Hand auftritt, kann nicht in diese übergehen, weil weder Glas noch Harz die Fähigkeit besitzt, sie in sich fortzuleiten; es kann sich also diese am Glase oder Harze hervorgerufene Electricität durch ihre Wirkungen nach außen auf andere Körper äußern. Daß indessen auch Electricitätsleiter durch Reiben electrisch werden, davon kann man sich leicht überzeugen, wenn man z. B. eine Metallstange an eine Glas- oder Harzstange ankittet, und letztere während des Reibens in größerem Abstande von der Metallstange in der Hand hält; dann kann nämlich die in der Metallstange erregte Electricität nicht mehr in die Hand übergehen, und man wird leicht ihr Dasein aus der Wirkung der Metallstange auf das an einem Seidenfaden aufgehängte Kügelchen erkennen können, wenn man beide in die erforderliche Nähe zu einander bringt. Man kann also sagen, daß sowohl Leiter wie Nichtleiter durch Reiben electrisch werden können.

Aus dem ungleichen Leitungsvermögen verschiedener Körper, oder desselben Körpers unter abgeänderten Umständen erklären sich scheinbare Unregelmäßigkeiten in den bisher beschriebenen electrischen Erscheinungen, die den Anfänger im Experimentiren stutzig machen können. So giebt es Tage, wo die Abstoßung des an dem Seidenfaden aufgehängten Kügelchens durch den electrischen Körper nur höchst langsam abnimmt und nach Verlauf von mehreren Stunden noch recht wohl zu erkennen ist, und wieder giebt es Tage, wo diese Abstoßung so rasch sich ändert, daß man Mühe hat, sie festzuhalten. Dieser Unterschied liegt manchmal in der feuchten Oberfläche des geriebenen Körpers, meistens aber in dem veränderlichen Feuchtigkeitszustande der Luft; ist nämlich die Luft feucht, so wird sie dadurch zu einem Halbleiter, in dem die gewöhnlichen Versuche nicht gut von Statten gehen, weßhalb man besser thut, sie auf einen andern Tag zu verschieben.

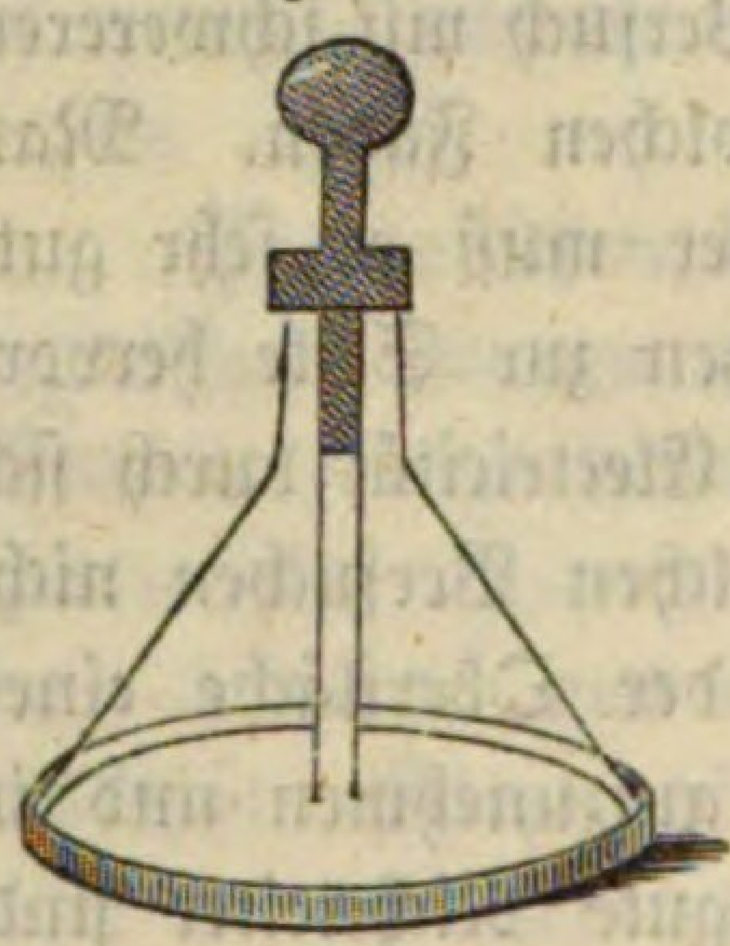
Einen sehr erheblichen Einfluß auf das gute Gelingen der bisherigen Versuche hat auch die Beschaffenheit des Seidenfadens, an welchem das

Hollundermarkkügelchen aufgehängt worden ist. Am besten bedient man sich hierzu eines einfachen Coconfadens, oder wenn man den Versuch mit schwereren Körpern anstellen will, eines Vereins von mehreren solchen Fäden. Man kann zwar auch gezwirnte Seide dazu nehmen; dann aber muß es sehr gute sein, nicht etwa solche, längs welcher man überall Spitzen zur Seite hervorstehen sieht. Diese läßt die im Kügelchen angesammelte Electricität durch sich hindurch und in die Luft übergehen und ist daher zu solchen Versuchen nicht wohl zu gebrauchen. Das Dasein vieler Spitzen an der Oberfläche eines Körpers giebt diesem die Eigenschaft Electricität in sich aufzunehmen und in andere Körper überzuführen, selbst wenn diese Körper gute Nichtleiter sind, und auch dann noch, wenn der die Spitzen an sich tragende Körper ohne sie ein Nichtleiter wäre. Der Grund hievon liegt in dem besondern Verhalten der Spitzen zur Electricität, das später noch zur Sprache kommen wird. In noch höherem Grade weicht das Verhalten des Hollundermarkkügelchens zu einem electrischen Körper von dem oben beschriebenen ab, wenn man es statt an einem Coconfaden, der ein Nichtleiter ist, an einem Faden aufhängt, der ein Leiter ist, wie z. B. an einem sehr dünnen Metalldrath, oder an einem verarbeiteten Leinenfaden. In diesem Falle wird zwar das Kügelchen, wie zuvor, von dem electrischen Körper angezogen, aber nie abgestoßen, und selbst wenn man es nach der Berührung in einen gewissen Abstand von dem Körper bringt, wird es doch immer nur angezogen, nie abgestoßen, wovon der Grund darin liegt, daß alle im Kügelchen angesammelte Electricität immer sogleich wieder durch den leitenden Faden entweicht, und das Kügelchen dann stets in dem Zustande zurückbleibt, den es vor seiner Berührung mit dem electrischen Körper eingenommen hatte, in dem es stets zur Anziehung bereit ist.

§. 83. Von den Electroscopen und der Drehwage.

Eine Vorrichtung, wodurch die Gegenwart von Electricität angezeigt wird, heißt Electroscop. Es besteht gewöhnlich aus einem Electricitätsleiter von beliebiger Form, dem Knopfe, an welchem zwei andere längliche Leiter so herabhängen, daß jeder von diesen beiden sich sehr leicht bewegen kann. Wird nun dieses System von Leitern isolirt aufgestellt und der Knopf desselben mit einem Körper berührt, so wird, wenn dieser electrisch ist, dessen Electricität in den Knopf übergehen und sich von da aus über das System der drei Leiter verbreiten; es werden daher die beiden herabhängenden, leicht beweglichen Theile gleichartig electrisch werden, und in Folge sich gegenseitig abstoßen, so daß deren freie Enden aus einander treten, und eben hierdurch die Gegenwart von Electricität zu erkennen geben. Um zufällige Bewegungen von den leicht beweglichen Theilen abzuhalten, pflegt man diese in ein Glas, wozu mit Vortheil ein Glastrichter genommen werden kann, einzu-

Fig. 85.



schließen, wodurch das Electroscop die Form der nebenstehenden Fig. 85. annimmt. Das ganze Instrument befestigt man auf einem Boden von Metall und läßt auch wohl von diesem Boden aus längs der innern Seitenwand des Trichters an zwei entgegengesetzten Stellen, da wo die beweglichen Theile des Electroscops an den Trichter anschlagen, wenn sie heftig aus einander fahren, Metallstreifen hinaufgehen, damit diese dem Electroscop die zu starke Electricität abnehmen, die sich sonst an die Glaswand anhängen würde und erst nach längerer Zeit ihr wieder entzogen werden könnte. Je leichter und beweglicher die herabhängenden Theile sind, desto empfindlicher wird das Electroscop. Verschiedene Physiker haben zu diesem Zwecke verschiedene Mittel vorgeschlagen. So Du Fay einfach zwei herabhängende Leinenfäden, Canton zwei eben solche Fäden, an deren Enden Kügelchen von Kork oder Hollundermark befestiget sind, Bennet zwei Streifen von Blattgold, Volta zwei leichte Strohhälmchen, in deren Nähe er einen Gradbogen anbrachte, um ihre Divergenz messen zu können. Man kann auch einen der beweglichen Theile fest sein, nur einen Fortsatz des Knopfes bilden lassen und längs diesem nur einen sehr beweglichen Theil anbringen. Dahin gehört das von Davy angewandte, in welchem der bewegliche Theil ein Coconfaden war, der zuvor durch Einreiben mit sehr feinem Kohlenpulver in einen Leiter umgewandelt wurde; dahin gehört auch das sogenannte Quadrantenelectrometer, welches häufig an den Conductoren der Electrisirmaschinen angebracht wird.

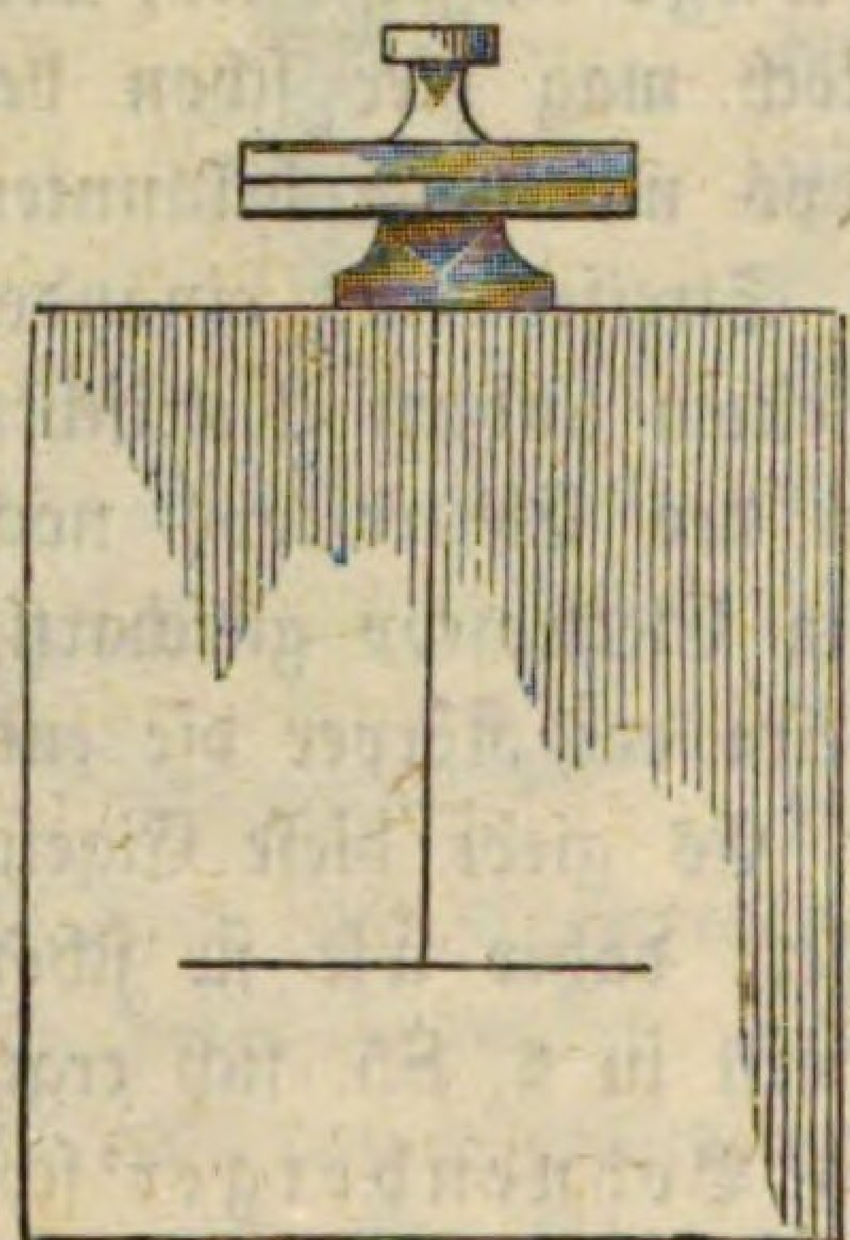
Unter allen Electroscopen das empfindlichste und im Gebrauch bequemste ist das von Bohnenberger eingeführte. Von dem durch den Hals des Trichters (Fig. 85.) reichenden Zapfen des Knopfes hängt nur ein einziger Goldstreifen herab, welcher für sich keine Electricität anzuzeigen vermöchte. Neben diesem bringt aber Bohnenberger die Enden einer trockenen Säule an, von welchen im Kapitel vom Galvanismus die Rede sein wird. Eines dieser beiden Enden erhält sich stets positiv, das andere Ende stets negativ electrisch. Gelangt daher Electricität in den Knopf des Electroscops, somit auch in den herabhängenden Goldstreifen, so wird dieser von dem gleichartig electrischen Ende der trockenen Säule abgestoßen, von dem ungleichartig electrischen angezogen, es giebt daher dieses Electroscop nicht blos durch die Bewegung seines Streifens das Dasein von Electricität, sondern zugleich auch durch die Richtung dieser Bewegung die Art der Electricität zu erkennen. Alle diese Werkzeuge zeigen die Gegenwart von Electricität in einem Körper an, und wohl auch Unterschiede in der Stärke dieser Electricität, aber sie vermögen dieß nicht mit großer Genauigkeit zu thun. Ein einziges, welches die Stärke einer vorhandenen Electricität wahrhaft zu messen im Stande ist, und das man im

Gegensatze zu den bisher aufgeführten Electroscopen Electrometer nennen könnte, ist das nach Art der Coulomb'schen Drehwage eingerichtete, von der wir sogleich eine Beschreibung geben werden. Noch mag hier schon bemerkt werden, daß wenn der Knopf eines Electroscops mit einer bekannten Electricität geladen worden ist, so daß dessen beide Streifen aus einander stehen, und man nähert diesem Electroscop von oben einen andern electrischen Körper, so werden schon aus der Ferne die Streifen des Electroscops noch weiter aus einander fahren, wenn der Körper mit dem Electroscop gleichartig electrisch ist, dagegen werden sie zusammentreten, wenn der Körper die entgegengesetzte Electricität von der im Electroscop hat. Es giebt diese Eigenschaft die bequemste Gebrauchsweise der Electroscope her, daher wir sie schon hier zur Sprache bringen, obgleich der Grund davon erst in §. 85. sich ergeben wird. Aus dem gleichen Grunde zeigt auch das Bohnenberger'sche Electroscop die Electricität eines von oben ihm genäherten Körpers schon aus der Ferne gerade so an, als ob er mit ihm in Berührung gekommen wäre.

Mit jedem der bisher beschriebenen Electroscope läßt sich leicht als Thatsache bestätigen, daß von zwei isolirt mit einander geriebenen Körpern der eine stets die entgegengesetzte Electricität des andern annimmt, und daß in Fällen, wo einer von beiden schwächer electrisch wird als in andern Fällen, der andere dafür sich um so stärker electrisch zeigt, so daß dieselben zwei Körper durch das Reiben stets die gleiche Summe bezüglich ihrer absolut genommenen Stärken zu erhalten scheinen.

Den Hauptheil der Coulomb'schen Drehwage, deren Beschreibung wir jetzt unternehmen, bilden zwei über einander um eine gemeinschaftliche, auf ihren Flächen senkrechte Axe drehbare Scheiben, deren untere auf ihrem Rande eine Theilung, die obere einen Index hat, dem zuweilen auch die Form eines Nonius gegeben wird, um die kleinste Verschiebung der beiden Platten über einander messen zu können. Beide Platten sind in ihrer Mitte durchbohrt, und auf der obern ist eine Klemme angebracht, die einen fadenähnlichen Körper, der in den meisten Fällen ein dünner Metalldrath ist, zuweilen aber auch ein Faden von Seide, selbst ein bandförmiger Körper sein kann, festzuhalten bestimmt ist. Dieser fadenähnliche Körper wird noch an einer andern Stelle, die in der gemeinschaftlichen Axe der beiden Platten liegt, eingeklemmt; er muß, wenn man an sein freies Ende einen schweren Körper hängt (wozu man den Körper nimmt, der später die dem Versuche zu unterwerfenden stangenartigen Körper zu tragen hat, und den wir darum Stangenhalter nennen werden), die Eigenschaft besitzen, daß er während einer ganzen Umdrehung der obern Platte um die untere fest gemachte seine Stelle nie verläßt. Um dem Faden diese Stellung mit aller Schärfe geben zu können, wird die Klemme, welche den Faden in der Drehaxe zu halten zur Aufgabe hat, durch ein Paar Correctionsschrauben verstellbar eingerichtet. Der Faden sammt

Fig. 86.



dem an seinem untern Ende mittelst einer Klemme befestigten Stangenhalter wird in ein Glasgehäuse, in dessen obern Deckel zu diesem Ende ein Loch von hinreichender Größe eingebohrt ist, herabgelassen, und die untere Scheibe des Haupttheils wird auf diesem Deckel durch irgend ein Mittel unbeweglich fest gemacht; dann erhält das Ganze die neben (Fig. 86.) verzeichnete Gestalt. Solcher Drehwagen hat man, je nach dem Zwecke, den man durch sie erreichen will, von sehr verschiedener Größe; oft ist der Cylinder, in den der Faden eingesenkt worden ist, nur ein paar Zolle weit, und oft hat der Cylinder die Weite von mehr als einem Fuße. Zuweilen ist es bequemer, das Gehäuse in Form eines viereckigen Kastens aufzubauen, an dem, so wie auch an dem Cylinder Oeffnungen angebracht werden, um andere Körper in das Gehäuse einlassen zu können. In der Regel umgiebt man das Gehäuse der Drehwage noch mit einer Theilung, die entweder unmittelbar auf das Gehäuse selber aufgetragen wird, oder auf einem metallenen kreisförmigen ebenen Ringe sich befindet, dessen Mittelpunkt in dem Faden liegt, an dem der Stangenhalter hängt, und mit diesem nahe gleiche Höhe hat.

Bei dem Gebrauche dieser Drehwagen zur Messung von sehr kleinen Kräften bringt man den stabförmigen Körper, die Nadel genannt, an dessen einem Ende die Stelle sich befindet, auf welche gewirkt werden soll,*) in den Stangenhalter und macht ihn daran fest. Der Index der obern Scheibe wird auf das Null der Theilung, die an der untern Scheibe angebracht ist, gestellt, worauf man den stabförmigen Körper zur Ruhe kommen läßt. Dann giebt man der um das Gehäuse herumlaufenden Theilung eine solche Stellung, daß ihr Mittelpunkt in dem Drathe liegt, an dem der Stangenhalter befestigt ist, und daß die Nadel längs desjenigen Durchmessers dieser Theilung liegt, der von 0° nach 180° hin läuft. Zuletzt nähert man der Stelle der Nadel, auf welche gewirkt werden soll, den Körper, von dem die Wirkung ausgeht, und bestimmt aus der Ablenkung, welche die Nadel erfährt, die Größe der auf sie einwirkenden Kraft durch das Verfahren, welches sich sogleich aus einem wirklich durchgeführten Beispiele leicht wird erkennen lassen. Allen solchen Messun-

*) Bei Bestimmung der Kräfte, womit die Pole zweier Magnete auf einander einwirken, ist dieser stabförmige Körper die Magnetnadel selber; bei der Bestimmung der Kräfte, womit electrische Körper auf einander einwirken, ist hingegen der stabförmige Körper ein isolirender dünner Stab, gewöhnlich aus Schellack, an dessen einem Ende ein leitender Körper, meistens ein Kügelchen aus Hollundermark, angeschmolzen ist.

gen liegt der bereits in §. 47. niedergelegte Satz zu Grunde, daß bei festen Körpern innerhalb der Grenze ihrer vollkommenen Elasticität die Größe der Formänderung immer der darauf verwendeten Kraft proportional ist; dieser Satz aber lautet, auf die Drehwage angewandt, so: Die Größe der senkrecht auf die Richtung der Nadel einwirkenden Kraft ist bei jeglicher Stellung der Nadel und unter allen Umständen proportional der Größe der Windung, welche der fadenförmige Körper, an dem die Nadel aufgehängt ist, bei der gerade von ihr eingenommenen Stellung erlitten hat. Hieraus nun läßt sich immer leicht die Kraft ermitteln, um deren Kenntniß es in einem gegebenen Falle zu thun ist. Aus dieser allgemeinen Darstellung der Wirkungsverhältnisse geht indessen zugleich auch hervor, daß es bei solchen Versuchen nicht schon hinreicht, wenn die Richtung der wirkenden Kraft horizontal ist, sondern es muß diese Richtung auch senkrecht auf der Nadel in ihrer zuletzt angenommenen Stellung stehen. Findet diese letzte Bedingung nicht statt, so giebt die Windung des fadenförmigen Körpers blos den Theil von der Kraft zu erkennen, den man findet, wenn man sie in zwei andere zerlegt, deren eine längs der Nadel wirkt, die andere aber senkrecht darauf steht; denn diese letztere allein hält der Windung des fadenförmigen Körpers das Gleichgewicht. Man wird aber immer ohne viele Mühe das Verhältniß dieses letztern Theils zur ganzen Kraft aus der beobachteten Stellung der Nadel herzuleiten und aus ihm die ganze Kraft anzugeben im Stande sein.

§. 84. Mehrere electrische Wirkungs-Gesetze, welche mit Hülfe der Drehwage aufgefunden worden sind.

Coulomb brachte, nachdem eine dünne Nadel aus Schellack, an deren einem Ende ein Kügelchen von Hollundermark befestigt war, auf das Null der Gefäßtheilung wies, eine zweite ähnliche Kugel von Hollundermark, die eben so an einem Stängelchen von Schellack isolirt durch eine in dem Deckel des Gefäßes angebrachte Oeffnung eingeführt werden konnte, und dann auf gleicher Höhe mit dem Kügelchen der Nadel stand, genau an die Stelle, welche zuvor das Kügelchen der Nadel eingenommen hatte, wobei dieses letztere Kügelchen zur Seite gedrängt wurde, und deßhalb mit geringer Kraft an die neu eingebrachte Kugel sich anlehnte. Nun theilte er diesen beiden Kügelchen Electricität durch den Kopf einer Stecknadel mit, deren Spitze zur Isolirung in ein Schellackstängelchen eingesenkt war, wodurch beide Kügelchen von einander abgestoßen wurden, und das Kügelchen der Nadel auf 36° der Gefäßtheilung hinwies. So wie dieß geschehen war, drehte er die obere Scheibe der Wage so, daß das Kügelchen der Nadel dem auf dem Null der Gefäßtheilung stehenden entgegengeführt wurde, bis das Kügelchen der Nadel auf 18° zu stehen kam, wobei er fand, daß zu diesem Zwecke die obere Scheibe um

126° gedreht worden war. So wie er dieß aufgezeichnet hatte, setzte er die Drehung der oberen Scheibe in dem gleichen Sinne weiter fort, bis das Kügelchen auf $8\frac{1}{2}$° der Gehäusetheilung zu stehen kam, und fand, daß er, um dieses zu bewirken, die obere Scheibe im Ganzen um 567° hatte drehen müssen. Wir stellen diese Resultate in der folgenden Tabelle auf:

Abstand der beiden Kügelchen im Bogen ausgedrückt.	Gegendrehung der obern Scheibe.	Gesammtwindung des fadenförmigen Körpers.
36°	0°	36°
18°	126°	144°
$8\frac{1}{2}$°	567°	$575\frac{1}{2}$°

Die dritte Spalte ist aus den Summen der beiden ersten Spalten gebildet, und zeigt deßwegen die Gesammtwindung des fadenförmigen Körpers an, weil, wenn das Kügelchen der Nadel nach jeder Gegendrehung auf das Null der Gehäusetheilung eingespielt hätte, diese Gegendrehung offenbar die ganze Windung des fadenförmigen Körpers ausgemacht hätte; so aber spielte die Nadel auf dem beobachteten Abstande der beiden Kügelchen ein, es war also das untere Ende des fadenförmigen Körpers um diesen Abstand und zwar in einer Richtung gedreht, die der Drehung seines obern Endes entgegengesetzt ist, so daß die Gesammtwindung des fadenförmigen Körpers aus diesen Drehungen zusammengesetzt ist. Die Zahlen der ersten Spalte, wodurch die Entfernungen der beiden Kügelchen von einander dargestellt werden, verhalten sich nahe wie 4 : 2 : 1, die Zahlen der dritten Spalte, wodurch die in diesen Entfernungen wirksamen Kräfte ausgesprochen werden, fast völlig genau wie 1 : 4 : 16 oder wie $1 : 2^2 : 4^2$; die Kräfte verhalten sich sonach umgekehrt wie die Quadrate der Entfernungen. Es sind zwar die Bögen nicht strenge den geradlinigen, durch die Sehnen angezeigten wahren Abständen proportional, aber bei so kleinen Winkeln, wie sie hier vorkommen, sind die Unterschiede nur sehr geringe, und in der That wird das so eben ausgesprochene Gesetz durch eine völlig genaue Berechnung nicht geschmälert.

Coulomb gebrauchte seine Drehwage auch in einer der so eben angegebenen ähnlichen Weise, um die Gesetze zu ermitteln, wodurch der mit der Zeit stets zunehmende Verlust an Electricität, womit die Oberfläche eines Körpers geladen ist, geregelt wird; er stieß dabei auf die folgenden Sätze:

1) Der Electricitätsübergang in die Luft ist, so lange der Feuchtigkeitszustand dieser Luft sich gleich bleibt, auf eine stets gleiche und sehr kleine Zeit bezogen, immer der in dieser Zeit herrschenden Stärke der Electricität proportional; jedoch darf man dieses Gesetz nicht bei sehr feuchter Luft

oder bei sehr starker Electricität in Anwendung bringen wollen, überhaupt nicht da, wo die Stärke der Electricität am Anfange und am Ende der gewählten sehr kleinen gleichen Zeit eine beträchtlich verschiedene ist.

2) Bezüglich des Verlustes an Electricität, den geladene Leiter erfahren, wenn sie neben der Luft auch noch durch cylindrische Träger isolirt werden, fand Coulomb, daß solche Träger immer dünn und lang genug und von so schlecht leitendem Stoffe genommen werden können, um den Electricitätsverlust eben so gering werden zu lassen, wie wenn der Träger gar nicht vorhanden, und der electrische Körper blos durch Luft isolirt wäre; ferner, daß wenn der dünne Körper aus einem Stoffe besteht, dessen Isolirungsvermögen nicht gut genug ist, um den Electricitätsverlust gerade so werden zu lassen, als ob der Träger gar nicht vorhanden wäre, ein Mehrverlust doch nur anfänglich, wo die Electricität noch stark genug ist, statt findet, aber fortwährend abnimmt in dem Maße als die Electricität schwächer wird, und zuletzt völlig verschwindet, wenn die im isolirten Körper enthaltene Electricität dazu schwach genug geworden ist; ferner, daß der dünne Träger die Eigenschaft, den Electricitätsverlust, wie er durch bloße Berührung von Luft sich einstellt, nicht zu erhöhen, bei einer um so stärkern Electricität annimmt, je länger er ist. Coulomb's Messungen geben zu verstehen, daß die Stärke der Electricität, wobei ein Träger von gleicher Dicke und gleichem Stoffe aber ungleicher Länge vollkommen, nämlich so als ob er gar nicht vorhanden wäre, zu isoliren anfängt, der Quadratwurzel aus seiner Länge proportional ist.

Endlich benützte Coulomb seine Drehwage auch dazu, die verschiedene Stärke zu ermitteln, welche die über einen isolirten Leiter verbreitete Electricität an seinen verschiedenen Stellen annimmt. Hierbei ergab sich ihm das merkwürdige Resultat, daß Leiter mit Oberflächen, deren einzelne Stellen nicht allerwärts wie bei der Kugel eine und dieselbe Anordnungsweise besitzen, sondern wie bei Streifen, Stangen und Platten an verschiedenen Stellen eine ungleiche Anordnungsweise ihrer Theile annehmen, zu einer ungleichen Verbreitung der Electricität über ihre Oberfläche Anlaß geben.

So fand derselbe an einem rechteckigen Stahlstreifen von 11 Zoll Länge, 1 Zoll Breite und $\frac{1}{2}$ Linie Dicke, daß wenn die in ihn hineingebrachte Electricität an seinen verschiedenen Stellen mittelst eines auf ihn gelegten dünnen isolirten Proberechtecks von geringer Breite, dessen Länge über die ganze Breite des Streifens weglief und diese genau ausfüllte, untersucht wurde, die Stärke der Electricität des 1 Zoll vom Ende des Streifens aufgelegten Rechtecks 1,20 war, wenn die des mitten im Streifen aufgelegten Rechtecks gleich 1 gesetzt wird. Wurde das Rechteck ganz am Ende des Streifens aufgelegt, so nahm es die Stärke 2,02 im Verhältniß zur mitten im Streifen in das Rechteck eingegangenen Electricität an, und diese Stärke erhob sich sogar zu 4,01 als das

Rechteck in die Verlängerung des Streifens gebracht wurde, so daß es seiner Länge nach blos den Rand des Streifens berührte, während seine Fläche eine Verlängerung der Oberfläche des Streifens bildete. Bei einem halbkugelförmig begrenzten Cylinder von 30 Zoll Länge zeigte sich die Stärke der Electricität in der Mitte, 2 und 1 Zoll vom Ende und ganz am Ende im Verhältniß der Zahlen 1, 1,25, 1,80 und 2,30. Auf einer kreisrunden Scheibe von 10 Zoll Durchmesser war die Electricität auf die in der nachstehenden Tabelle angezeigte Weise vertheilt:

Abstände vom Rande.	Stärke der jedesmaligen Electricität.
5″ (Mitte der Scheibe.)	1
4″	1,001
3″	1,005
2″	1,17
1″	1,52
½″	2,07
0	2,90

Um den Grad der Zuverlässigkeit der von Coulomb erhaltenen Resultate beurtheilen zu können, muß man sich eine vollständige Kenntniß von seiner Versuchsweise verschaffen. Er befestigte ein Scheibchen Goldpapier an das eine Ende eines Schellackfadens, von dessen gänzlicher Nichtleitung er sich zuvor überzeugt hatte, und traf eine solche Anordnung, daß dieses Scheibchen, welches wir von jetzt an Prüfungsscheibchen nennen werden, wenn es durch die im Deckel des Gehäuses der Drehwage angebrachte Oeffnung eingeführt worden war, genau auf derselben Höhe wie die Nadel der Drehwage zu stehen kam. Nun theilte er dem zu prüfenden isolirten Leiter Electricität mit, und zugleich auch dem am Ende der Nadel befestigten Hollundermarkkügelchen eine von derselben Art, und brachte das Prüfungsscheibchen mit der Mitte des Leiters in Berührung, senkte es in das Gehäuse der Drehwage ein und brachte es an die Stelle, wo zuvor das Kügelchen der Nadel stand. Hierauf brachte er das Kügelchen der Nadel durch Gegendrehung der obern Scheibe dem Prüfungsscheibchen näher und zwar immer bis zu einer und derselben Stelle, um stets einen und denselben Abstand zwischen den beiden electrischen Körpern hervorzubringen; dann erst wurde die Kraft, womit sich diese beiden Körper abstießen, auf die im Anfange dieses Paragraphs angegebene Weise gemessen. Nachdem dieses geschehen war, nahm er das Prüfungsscheibchen wieder aus dem Gehäuse heraus, setzte es auf eine andere Stelle des zu untersuchenden Körpers, deren Abstand von der Mitte zuvor bestimmt worden war, und wiederholte mit diesem neugeladenen Prüfungsscheibchen genau die

eben mit dem vorigen angezeigten Operationen, wodurch er zu der Kraft gelangte, womit das Kügelchen der Nadel von dem jetzigen Prüfungsscheibchen abgestoßen wurde. Weil aber zwischen diesen beiden Bestimmungen Zeit verflossen und dadurch ein Electricitätsverlust eingetreten war, so suchte er die daraus hervorgehende Unsicherheit dadurch zu beseitigen, daß er in nahehin der gleichen Zeit die Kraft, die das Scheibchen durch Berührung der Mitte des Körpers annahm, noch einmal bestimmte und aus beiden Bestimmungen das Mittel nahm. Zu noch größerer Sicherheit setzte Coulomb seine Versuche noch weiter fort, als durchaus nöthig war, und combinirte sie unter einander in solcher Weise, um aus allen einen Mittelwerth zu erhalten, wie aus folgendem Schema der Behandlung von einem seiner Versuche klar genug hervorgeht:

	Kräfte bei einerlei Abstand	Der gleichen Zeit entsprechende Kräfte		Verhältniß zwischen den Kräften 1 Zoll vom Ende und in der Mitte
		in der Mitte	1 Zoll vom Ende	
1ste Berührung in der Mitte	370°			
1ste Berührung 1″ vom Ende	440°	$\frac{350 + 370}{2}$	440	1,22
2te Berührung in der Mitte	350°	350	$\frac{440 + 395}{2}$	1,20
2te Berührung 1″ vom Ende	395°	$\frac{350 + 320}{2}$	395	1,18
3te Berührung in der Mitte	320°		Mittel	1,20

§. 85. Vertheilung der Electricitäten.

Wir gehen jetzt zur Betrachtung einer neuen Eigenschaft der Electricität über, welche versteckter als die bisher von uns erkannten ist, dafür aber auch uns einen großen Schritt weiter zur besseren Erkenntniß einer überaus wichtigen Naturkraft thun läßt. Zur Auffindung dieser Eigenschaft genügt ein empfindliches, am besten Bohnenberger'sches Electroscop, und zwei an Glasstäben isolirte, etwa einen Zoll im Durchmesser betragende Kugeln, entweder massive oder hohle von Metall oder auch nur von Holz und mit Stanniol überzogen. Nimmt man jede dieser beiden Kugeln in eine Hand, sie mittelst des an ihnen befestigten Glasstäbchens isolirt haltend, bringt beide in Berührung mit einander, und nähert sie so irgend einem electrischen Körper,

etwa einer geriebenen Glas= oder Siegellackstange, bis auf eine Entfernung von ein paar Zollen, sondert sodann die, welche von dem electrischen Körper entfernter ist, von der andern ab, ohne aber diese dem electrischen Körper näher treten zu lassen, und bringt nun beide getrennt von einander in größere Entfernung von dem electrischen Körper, um jede einzeln am Electroscope zu prüfen, so wird man finden, daß jede von ihnen electrisch ist, und, was hier den Hauptpunkt ausmacht, daß in beiden Electricitäten von entgegengesetzter Art vorhanden sind; die Kugel nämlich, welche während der Annäherung beider an den electrischen Körper die von diesem entferntere war, wird stets eine mit dem electrischen Körper gleichartige Electricität zeigen, die hingegen, welche während der Annäherung beider an den electrischen Körper diesem stets näher stand, wird eine Electricität zeigen, welche der des electrischen Körpers entgegengesetzt ist. Läßt man, nachdem der beschriebene Hergang hinreichend constatirt worden ist, beide fortwährend isolirt gehaltene Kugeln sich einander berühren, so wird keine von ihnen mehr eine Spur von Electricität am Electroscop zeigen, wenn man nicht etwa mit ihnen dem electrischen Körper so nahe gekommen ist, daß ein Uebergang der Electricität aus ihm in die Kugeln stattgefunden hat.

Durch diesen Versuch werden wir in ein merkwürdiges Geheimniß eingeführt; denn es geht aus ihm unwidersprechlich hervor, daß ein unelectrischer Leiter in Gegenwart eines electrischen Körpers an den diesem Körper nächsten und entferntesten Enden entgegengesetzt electrisch wird, und daß dabei keine Electricität aus dem electrischen Körper in den Leiter übergeht, weil beide Kugeln nach ihrer Berührung wieder unelectrisch sind, und es also gleich von vorn herein gewesen wären, wenn nicht in der Nähe des electrischen Körpers eine Trennung derselben von einander stattgefunden hätte. Dieser unerwartete Hergang zwingt zu der Vorstellung, daß die im Leiter an seinen entgegengesetzten Enden hervorgerufenen entgegengesetzten Electricitäten schon immer in dem Leiter vorhanden waren, durch die Gegenwart des electrischen Körpers aber in die entgegengesetzten Enden des Leiters hingezogen werden, und eben dadurch erst einzeln zur Wahrnehmung kommen können. Findet keine Lostrennung der zwei Hälften des Leiters, in welche sich die beiden entgegengesetzten Electricitäten hingezogen haben, von einander statt, und tritt der Leiter aus der Wirkungssphäre des electrischen Körpers hinaus, so vereinigen sich beide mit einander, und werden dadurch wieder völlig wirkungslos, indem jede von einer Stelle ausgehende Wirkung der einen, durch eine von derselben Stelle ausgehende gleich große aber der vorigen gerade entgegengesetzte Wirkung aufgehoben wird. Dieser Vorstellung zur Folge haben wir uns den unelectrischen Körper nicht wie einen ohne Electricität zu denken, sondern wie einen solchen, in dem beide Electricitäten, jedoch so vorhanden sind, daß sie einander das Gleichgewicht halten, und eben so sind im electrischen Körper beide Elec=

tricitäten, jedoch so vorhanden, daß die eine derselben vorherrschend ist. Den Hergang selber aber, wonach ein electrischer Körper, der sich in der Nähe eines Leiters befindet, die in diesem befindliche, der seinen entgegengesetzte Electricität in größte Nähe zu sich hin zu ziehen strebt, die der seinigen gleichartige Electricität im Leiter hingegen in größte Ferne von sich wegzutreiben sucht, bezeichnen wir durch das Wort Vertheilung der Electricität.

Der electrische Körper ruft nicht nur eine Vertheilung, d. h. eine veränderte Anordnung der Electricitäten in einem unelectrischen Leiter hervor, sondern auch dann noch, wenn dieser Leiter schon von vorne herein eine eigene Electricität besitzt; daher kommt es, daß zwei isolirte und leitende electrische Körper je nach ihrer Stellung gegen einander die electrische Beschaffenheit ihrer Oberflächen fort und fort abändern. Ja selbst wenn der electrische Körper eine Vertheilung in einem unelectrischen Leiter hervorruft, wirkt der abgeänderte electrische Zustand des Leiters rückwärts auf den electrischen Zustand des vertheilenden Körpers ein, so daß beide zugleich, wenn sich deren Stellung zu einander ändert, immer auch eine abgeänderte Vertheilungsweise eingehen. Daraus erklären sich manche scheinbar anomale Erscheinungen, auf die man nicht selten bei electrischen Versuchen stößt, wozu unter andern auch schon die oben von uns als sonderbare hervorgehobene Thatsache gehört, daß ein unelectrischer Leiter von einem electrischen Körper angezogen wird. Im unelectrischen Leiter bringt der in seiner Nähe befindliche electrische Körper eine Vertheilung zu Stande, zu Folge der im Leiter gleichviel positive und negative Electricität von einander losgetrennt werden, von denen die entgegengesetzte von der im electrischen Körper thätigen in dessen größte Nähe, die gleichartige dagegen in dessen größte Ferne getrieben wird; daher muß die Wirkung des electrischen Körpers auf die der seinigen entgegengesetzte Electricität im Leiter wegen ihrer größern Nähe zu ihm stärker sein, als auf die der seinigen gleichartige im Leiter, weil diese in größerer Ferne zu ihm steht; es muß sich also der unelectrische Leiter zu einem electrischen Körper verhalten, wie einer, der die von dem electrischen Körper entgegengesetzte Electricität besitzt, wodurch die schon in §. 81. gemachte Annahme ihre Rechtfertigung erhält. Ich gedenke hier noch einer andern beim ersten Blicke sonderbaren Erscheinung, die aus der Vertheilung ihre ungezwungene Erklärung hernimmt. Hat man das am Seidenfaden aufgehängte Kügelchen durch eine geriebene und dadurch electrisch gewordene Stange zur Abstoßung gebracht, und nähert man hierauf die Stange dem Kügelchen immer mehr in solcher Weise, daß es nicht zur Seite ausweichen kann, so kommt der Augenblick, wo es plötzlich von der Stange angezogen, gleich darauf aber mit vermehrter Heftigkeit wieder abgestoßen wird. Dieß kommt daher, daß die Stange die gleichartige Electricität im Kügelchen zuerst in größte Ferne treibt, bei noch größerer Annäherung aber in dem Kügelchen eine Vertheilung bewirkt, wodurch die entgegengesetzte Electricität im

Kügelchen in größte Nähe, die gleichartige aber in größte Ferne zu der dort schon vorhandenen gleichartigen hingetrieben wird, wobei die entgegengesetzte stets in geringerer Menge als die gleichartige auftritt. Je näher die Stange dem Kügelchen kommt und in Folge die Vertheilung stärker auftritt, desto mehr tritt von der entgegensetzten Electricität in die Nähe der Stange und eben so viel gleichartige in die Ferne zu der dort angesammelten gleichartigen hinzu. Man sieht, daß auf solche Weise der Einfluß der Stange auf die entgegengesetzte Electricität im Kügelchen, wegen deren größeren Nähe, endlich den auf die gleichartige, obschon stets in größerer Menge vorhandene, aber auch in größerer Ferne liegende, überwiegen muß, und dann findet Anziehung statt. Während der Annäherung findet die Vertheilung in stets größerm Maße statt, und bei der Berührung geht die entgegengesetzte Electricität im Kügelchen zu der in der Stange über, worauf wieder Abstoßung eintritt und zwar mit vermehrter Heftigkeit, weil jetzt im Kügelchen die gleichartige Electricität in viel größerer Menge als zuvor vorhanden ist.

Die Vertheilung der Electricitäten tritt in sehr verschiedenen, oft kaum geahnten Formen auf, von denen ich nur noch die folgende zur Sprache bringen werde. Faßt man eine von den vorhin beschriebenen Kugeln an ihrem isolirenden Stäbchen mit der Hand, und bringt sie in die Nähe der geriebenen Stange, berührt sie in der Entfernung von ein paar Zollen mit einem Finger der andern Hand, und entfernt nach einer Weile diesen Finger wieder von ihr, so wird sie sich am Electroscope mit einer Electricität geladen zeigen, die der der geriebenen Stange entgegengesetzt ist. Hier vertritt unser eigener Körper, nebst allem, was mit ihm in leitender Verbindung steht, die zweite Kugel im ersten Versuche, deßhalb ist der Erfolg hier und dort der gleiche.

Durch die Kenntniß der Vertheilung wird der Gebrauch eines Electroscops sehr erleichtert. Zunächst hält es sehr schwer, die in einem geriebenen Körper erregte Electricität dem Electroscope mitzutheilen, was daher rührt, daß der Nichtleiter einem Leiter höchstens nur die Electricität abtritt, die er an der einen Stelle besitzt, an welcher er von dem Leiter berührt wird, während alle übrigen Stellen aus der Ferne auf das Electroscop wirken und dadurch bloße Scheinanzeigen in ihm zu Stande bringen, wodurch man sich leicht täuschen läßt. Man kann zwar diesem Uebelstande auf die Weise entgegentreten, daß man den geriebenen Körper mit einem kleinen isolirten Leiter nach und nach an mehreren Orten berührt, und dann die in diesem Leiter angesammelte Electricität an das Electroscop überträgt; noch einfacher aber gelangt man zu dem gleichen Ziele durch die Benützung der electrischen Vertheilung. Berührt man nämlich den Knopf des Electroscops mit dem Finger, nähert ihm den geriebenen Körper bis auf einen ganzen oder halben Fuß Entfernung, zieht sodann zuerst den Finger und unmittelbar darauf auch den geriebenen Körper zurück, so wird das Electroscop mit einer Electricität geladen sein, welche der des

geriebenen Körpers entgegengesetzt ist, wie sich sogleich aus der eben angegebenen Weise der Vertheilung erkennen läßt. Auch liegt in der electrischen Vertheilung der Grund, warum ein electrischer Körper, der von oben einem Electroscope genähert wird, schon aus der Ferne ganz eben so auf das Electroscop wirkt, als ob seine eigene Electricität diesem mitgetheilt worden wäre; er wirkt nämlich vertheilend auf den leitenden Bestandtheil des Electroscops, zieht die der seinigen entgegengesetzte Electricität in seine größte Nähe, welche hier in den eigentlich sogenannten Knopf fällt, treibt die der seinigen gleichartige Electricität in seine größte Ferne, welche hier in die an dem Knopfe befestigten Streifen fällt. Diese Streifen, welche den eigentlich Zeichen-gebenden Theil des Electroscops ausmachen, müssen sich sonach ganz so verhalten, als ob in sie Electricität aus dem genäherten Körper übergegangen wäre.

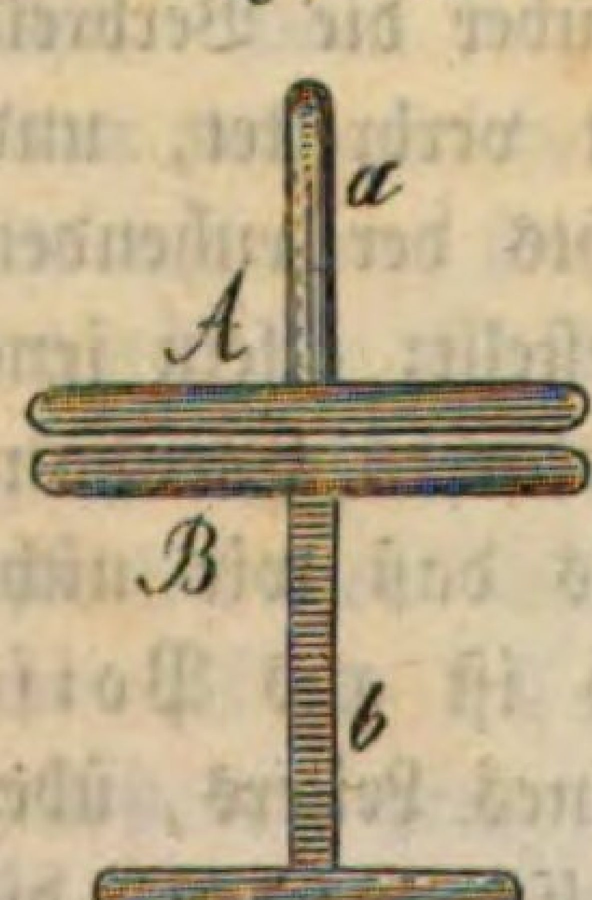
§. 86. Von der gebundenen Electricität, und vom Condensator.

Während ein Leiter unter dem vertheilenden Einflusse eines electrischen Körpers steht und an seinen beiden, dem electrischen Körper zu- und abgewandten Enden entgegengesetzte Electricitäten hervortreten, ordnen sich diese in solcher Weise an, daß sämmtliche Einwirkungen auf jedes electrische Theilchen mit Einschluß der zurückdrängenden Kraft, welche die nicht leitende Umgebung des Leiters auf die Theile an seiner Oberfläche ausübt, sich einander das Gleichgewicht halten und dem zur Folge keines von ihnen ein Verlangen nach Bewegung äußert. Eine jede im Umfange eines oder mehrerer Leiter geschehene Ansammlung von Electricität, innerhalb welcher aller Trieb zur Bewegung gestillt ist, nennen wir ruhende Electricität. Gebundene Electricität heißt die ruhende in dem besondern Falle, wo sie kein Bestreben zeigt, den Körper, worin sie sich befindet, zu verlassen, auch wenn dieser mit andern Leitern in Verbindung steht. Es ist eine für die Electricitätslehre hochwichtige Frage, nach welchen Gesetzen die Anhäufung von ruhender und von gebundener Electricität in den Leitern geschehe, die sich aber bis jetzt noch nicht in allgemeiner Weise beantworten läßt. Einerseits hat zwar Coulomb durch die Versuche, welche §. 84. besprochen worden sind, über die Verbreitung der ruhenden Electricität innerhalb eines Leiters Licht verbreitet, und andererseits hat Poisson die Bedingungen des Gleichgewichts der ruhenden und gebundenen Electricität in sehr allgemeiner Weise aufgestellt; allein jene experimentalen Ergebnisse sind zu beschränkt, und diese theoretischen Gleichungen zu schwer zu behandeln und an's Ende zu führen, als daß wir nicht noch weitern Aufschluß zu erhalten wünschen müßten. Doch ist aus Poisson's Untersuchungen hervorgegangen, daß solche Stellen eines Leiters, über dem sich Electricität in Ruhe gesetzt hat, am stärksten electrisch werden, die

die stärkste Krümmung in sich tragen, und dieses Resultat allein genügt schon, uns die specifische Wirkung von scharfen Kanten und Spitzen an Leitern begreiflich zu machen. An scharfen Kanten ist nämlich die Krümmung in einer Richtung, an scharfen Spitzen nach allen Richtungen gewissermaßen unendlich groß und dem gemäß verstärkt sich die Electricität an ihnen in ganz ungewöhnlichem Grade, so daß sie alle ihr entgegenstehenden Hindernisse zu überwinden, und selbst den von Nichtleitern umgebenen Leiter zu verlassen vermag, eine Eigenthümlichkeit der Spitzen, die schon vor ihrer theoretischen Begründung sich durch laut sprechende Thatsachen kund gegeben hatte. So war aus der Erfahrung schon längst bekannt, daß ein mit einer scharfen Spitze versehener Leiter, oder einer, dem eine solche Spitze aus der Entfernung entgegengehalten wird, keine Electricität in sich anzusammeln vermöge, und daß ein allerwärts mit Spitzen versehener oder von Spitzen umgebener Nichtleiter völlig die Natur eines Leiters annehme.

Die durch Vertheilung in einem Leiter hervorgerufenen Electricitäten sind von zweierlei Art. Die eine wird durch den vertheilenden Körper in größte Ferne getrieben und hier durch die nicht leitende Eigenschaft der Umgebung zurückgehalten; die andere wird in größte Nähe zum vertheilenden Körper hingezogen und hier von einem Uebergange nur durch die dazwischen liegende nicht leitende Luft abgehalten. Die beiden vertheilten Electricitäten befinden sich also in dieser Beziehung in einer völlig gleichen Lage; aber in anderer Hinsicht unterscheiden sie sich doch sehr merklich von einander. Bringt man einen neuen Leiter in Berührung mit dem, worin bisher die Vertheilung statt fand, so tritt eine abgeänderte dem Vereine der beiden Leiter entsprechende Vertheilung ein, wobei der neue Leiter die Electricität des vertheilenden Körpers oder die entgegengesetzte erhält, je nachdem er in der Ferne oder Nähe von diesem Körper mit dem vorigen Leiter in Berührung kam. In Fällen nun, wo die entgegengesetzte Electricität im ersten Leiter sich in sehr große Nähe zu dem vertheilenden Körper begiebt, wird diese Electricität sich nicht leicht in dem berührenden zweiten Leiter auffinden lassen; ihr Dasein entgeht aller Wahrnehmung, und man pflegt sie deßwegen gebundene Electricität zu nennen, welcher Benennung die Vorstellung zu Grunde liegt, als ob die Gegenwart des vertheilenden Körpers das Band sei, wodurch es der entgegengesetzten Electricität unmöglich wird, sich zu erkennen zu geben.

Fig. 87.



Die gebundene oder vielleicht besser verborgene Electricität übt eine Rückwirkung auf die bindende aus, welche zu einer Verstärkung der in einen Leiter gelangenden Electricität benützt werden kann. Man nennt ein Werkzeug, welches zum Zwecke hat, eine irgend wo vorhandene Electricität örtlich zu verstärken, einen Electricitätsverstärker, con-

densator electricitatis. Der Condensator besteht gewöhnlich aus zwei Platten A und B (Fig. 87.) von Metall, von welchen die obere einen isolirenden Handgriff a von Glas, die untere einen Fuß b hat, durch den die Platte B ebenfalls isolirt sein kann. Es ist zur guten Wirkung dieses Instruments wesentlich, daß die einander zugekehrten Seiten der beiden Platten A und B möglichst eben und glatt seien, was gewöhnlich durch Abschleifen derselben an einander bewirkt zu werden pflegt, und daß hierauf diese Seiten mit einer Schicht Bernstein- oder Schellackfirniß überzogen werden, die dick genug ist, um einen Electricitätsübergang aus der einen Platte in die andere zu verhindern, aber auch nicht viel dicker sein darf, damit die beiden Platten nicht in unnöthig große Entfernung von einander zu stehen kommen. Läßt man nun einen Leiter von der obern Platte A des Condensators bis zu der Stelle laufen, in welcher man Electricität vermuthet, die aber zu schwach ist, um unmittelbar an einem Electroscop wahrgenommen werden zu können, (von der wir indessen annehmen werden, daß sie sich an dieser Stelle stets in derselben Stärke erhalte, entweder weil sie über einen sehr großen Raum verbreitet ist, oder weil aus irgend einem andern Grunde die aus dieser Stelle heraus getretene Electricität sich immer wieder von der alten Stärke nacherzeugt), und berührt man die Platte B von unten mit einem in der Hand gehaltenen Drath von demselben Metall, aus welchem diese Platte angefertigt wurde, oder auch nur unmittelbar mit dem Finger, so sammelt sich die Electricität in der obern Platte des Condensators in viel größerer Stärke an, als sie ursprünglich in der Quelle selber hatte, aus welcher sie hergeleitet worden ist. Um diese verstärkte Electricität am Electroscope untersuchen zu können, muß man zuvörderst die Berührung der untern Platte wieder aufheben, sodann den Leiter, der von der obern Platte nach der zu untersuchenden Electricitätsquelle hinführt, wegnehmen; hebt man hierauf die obere Platte an ihrem isolirenden Handgriff parallel mit sich selber von der untern ab, und bietet sie einem Electroscop dar, so spricht sich in ihr die Electricität der untersuchten Stelle in verstärktem Grade aus, so daß man sie jetzt erkennen kann, auch wenn sie vorher in der Quelle unmittelbar nicht zu erkennen war. Legt man jetzt die obere Platte auf die Seite und nähert man hierauf die untere Platte isolirt demselben Electroscop, so wird diese ebenfalls Electricität von fühlbar gleicher Stärke besitzen wie zuvor die obere Platte, aber diese Electricität wird die entgegengesetzte von der vorigen sein.

Um sich von dieser Wirkungsweise des Condensators und von der durch ihn erzielten Verstärkung der Electricität volle Rechenschaft zu geben, muß man alle Hergänge dabei ihrer Ursache und Wirkung nach in's Auge fassen, und um dieses bequemer thun zu können, wollen wir uns zuvörderst die obere Platte gesondert von der untern, etwa an ihrem isolirenden Griffe in der Hand gehalten, aber mit ihrer Leitung nach der zu untersuchenden Quelle hin versehen vorstellen, so wird aus dieser Quelle Electricität in die getrennte

Platte übergehen und sich an deren einzelnen Stellen so ansammeln, wie es die Gesetze der Electricitätsverbreitung vorschreiben. Wird nun diese Platte nebst der an ihr angebrachten Leitung nach der Quelle hin auf die untere gesetzt, und diese ableitend berührt, so wird die Electricität in der obern Platte eine Electricitätsvertheilung in der untern Platte hervorrufen, wobei, weil diese ableitend berührt ist, die Electricität, welche der in der obern Platte gleichartig ist, ganz und gar aus der untern Platte herausgetrieben und aus dem Wirkungskreise des Condensators fortgeschickt wird, während die Electricität, welche die entgegengesetzte von der in der obern Platte ist, in der untern Platte bleibt und in die Nähe der obern Platte hingezogen wird, jedoch in diese nicht übergehen kann, wegen der beide Platten bekleidenden Firnißschicht. Diese in der untern Platte gebundene Electricität wirkt nichts desto weniger anziehend auf die Electricität in der obern Platte ein und drängt diese in die Nähe der untern Platte hin, so daß die Stelle, wo die Leitung nach der Quelle hin auf ihr liegt, in ostensibler Weise schwächer electrisch wird, als das statische Gleichgewicht in der mit der Quelle verbundenen obern Platte gestattet; es rückt daher aus der Quelle Electricität in die obere Platte nach, und das so in der obern Platte befindliche Mehr von Electricität ruft in der untern Platte eine intensivere Vertheilung hervor, wodurch in dieser mehr gebundene entgegengesetzte Electricität in der Nähe der obern Platte fest gehalten wird; diese vermehrte gebundene Electricität in der untern Platte hat aber ein vermehrtes Hindrängen der entgegengesetzten Electricität in der obern Platte gegen die untere hin zur Folge, wodurch die Electricität der Stelle, von welcher die Leitung nach der Quelle hin ausgeht, neuerdings schwächer electrisch wird und zu einem neuen Abfluß der Electricität aus der Quelle in die obere Platte die Gelegenheit darbietet. So sammeln sich die entgegengesetzten Electricitäten in den beiden Platten stets mehr und mehr bis zu der Grenze hin an, wo die wirkenden Kräfte unter sich in ein Gleichgewicht getreten sind. Der Theil Electricität in der obern Platte, welcher durch die entgegengesetzte in der untern nach dieser hingedrängt wird, ist eben dadurch selber in einen gebundenen Zustand versetzt worden; er tritt daher einem fortgesetzten Electricitätsübergang aus der Quelle in keiner Weise hinderlich entgegen, und dieser hört daher nicht eher auf, bis so viel freie d. h. ungebundene Electricität in die obere Platte gekommen ist, als das Gesetz der Electricitätsverbreitung verlangt.

Stellt a die Menge Electricität vor, welche aus der Quelle in die obere Platte übergeht, so lange diese noch nicht in die Nähe der untern Platte getreten ist, u aber die Menge, welche in dieselbe Platte übergeht, nachdem diese auf die untere Platte des Condensators gesetzt worden ist, und letztere durch ableitende Berührung mit der Erde in Verbindung steht, so ist $\frac{u}{a}$ die Zahl, welche anzeigt, wie viel mal mehr Electricität in die obere Platte unter Einfluß der

untern abgeleiteten Platte, als ohne die condensatorische Wirkung übergeht; wir nennen den Quotienten $\frac{u}{a}$ die Verstärkungszahl des Condensators. Es hält nicht schwer, zwischen dieser Verstärkungszahl und dem Verhältnisse zwischen der in einer Platte befindlichen Electricitätsmenge und der durch diese in der andern Platte gebundenen eine Relation aufzufinden, die eine für die meisten Zwecke hinreichende Theorie des Condensators in sich enthält. Bezeichnet nämlich u die Gesammtmenge der in die obere Platte des Condensators unter Einwirkung der untern, abgeleiteten Platte übergeführten Electricität, wobei u eine positive oder negative Zahl vorstellt; bezeichnet ferner — nu die durch die Menge u in der obern Platte in Folge der Vertheilung in der untern Platte gebundene Electricitätsmenge, wobei wir dem Produkte nu das Zeichen — vorgesetzt haben, weil die gebundene Electricität der bindenden stets entgegengesetzt ist, so ist n die Verhältnißzahl zwischen der gebundenen und der bindenden Electricitätsmenge in diesen beiden Platten. Die Zahl n ist stets ein ächter Bruch, der aber der Zahl 1 um so näher kommt, je dünner die Firnißschicht zwischen den beiden Platten ist, sie würde gleich 1 werden, wenn sich beide Platten in allen ihren Punkten wahrhaft berührten, und dann wären bindende und gebundene Electricität ihrer Menge nach einander gleich; zugleich aber fände ein Uebergang zwischen beiden statt, wodurch ein wirkungsloses Produkt zu Stande käme. Man kann daher die Zahl n das zwischen den beiden Condensatorplatten herrschende Bindungsvermögen nennen, welches offenbar von der obern Platte zur untern dasselbe wie von der untern zur obern ist, wenn wir beide Platten als einander völlig gleich voraussetzen. Unter dieser Voraussetzung bindet also die in der untern Platte befindliche Electricitätsmenge — nu in der obern Platte die n^2u, und weil u die Gesammtmenge in der oberen Platte ist, so giebt $u - n^2u$ oder $u(1 - n^2)$ die in der obern Platte befindliche freie Electricitätsmenge zu erkennen. Diese freie Electricität aber muß nach beendigtem Uebergange dem vorhin Gesagten gemäß die a, d. h. dieselbe sein, welche in die obere Platte überginge, wenn die untere Platte gar nicht vorhanden wäre; man hat also die Relation:

$$u\,(1 - n^2) = a \text{ oder } \frac{u}{a} = \frac{1}{1 - n^2}. \qquad (1.)$$

Ganz ähnlich läßt sich auch die Frage beantworten, wie der Condensator wirkt, wenn jede seiner beiden Platten mit einer andern Electricitätsquelle in Verbindung gesetzt wird. Sind nämlich a und a′ die Electricitätsmengen, welche jede Platte für sich ohne Gegenwart der andern Platte aus ihrer Quelle annähme, und bezeichnen wir durch u und u′ die Gesammtmengen von Electricität, welche in die obere und untere Platte unter Einfluß des Condensators kommen, so bindet die Menge u in der obern in der untern die

Menge — nu, die Menge u′ in der untern dagegen in der obern die Menge — nu′; es bleibt also an freier Electricität in der obern die Menge

$$u + nu'$$

und in der untern die Menge

$$u' + nu$$

und man erhält wie so eben die beiden Gleichungen:

$$u + nu' = a \qquad \text{und} \qquad u' + nu = a',$$

aus welchen man findet:

$$u' - n^2 u' = a' - na \qquad \text{und} \qquad u - n^2 u = a - na'$$

oder

$$u' = (a' - na).\frac{1}{1 - n^2} \quad \text{und} \quad u = (a - na').\frac{1}{1 - n^2}. \qquad (2.)$$

Da n bei einem guten Condensator immer sehr nahe 1 ist, so können die Gleichungen (2.) mit großer Annäherung so geschrieben werden:

$$u' = \frac{a' - a}{1 - n^2} \qquad \text{und} \qquad u = \frac{a - a'}{1 - n^2}, \qquad (3.)$$

woraus man sieht, daß in beide Platten fühlbar gleich starke aber entgegengesetzte Electricitäten eingehen, die von a′ — a eben so abhängen wie zuvor von a.

§. 87. Electrisirmaschinen und neue, durch sie mächtiger hervorgerufene Erscheinungen.

Bisher haben wir die wichtigsten der vor Entdeckung des Galvanismus bekannt gewordenen electrischen Erscheinungen durch höchst einfache und fast kostenlose Mittel vollständig und gründlich dargelegt, jenen zu Liebe, die Unterricht in der Physik geben sollen und zur Anschaffung von Apparaten über keine große Summen zu verfügen haben. Ich werde nun noch von den kostspieligeren Apparaten reden, die schon vor längerer Zeit in der Absicht eingerichtet worden sind, um die electrischen Erscheinungen in größerer Stärke vor Augen legen zu können. Mittelst ihrer lassen sich solche Hergänge deutlicher auffassen, die ihres schwachen sinnlichen Eindruckes halber bei geriebenen Stangen der Beobachtung wohl ganz entgehen können. Unter diesen Apparaten zeichnet sich die Electrisirmaschine, welche unsern bisherigen Mitteln Electricität zu erregen nachgebildet ist, vor allen andern aus. Nimmt man statt einer Glasröhre einen hohlen Glascylinder von viel größerer Weite, durch dessen Mitte eine Axe geht, welche mit seinen beiden Grundflächen fest verbunden ist, und dreht man diesen Cylinder mittelst einer Kurbel um seine in Lagern befindliche Axe, während seiner Länge nach der Körper, womit der Cylinder gerieben werden soll, das Reibzeug mäßig gegen ihn angedrückt wird, was leicht durch eine einfache mechanische Vorrichtung geschehen kann, ohne daß man dazu die Hand in Anspruch zu nehmen braucht, so wird auf

diesem Cylinder in derselben Zeit eine viel größere Glasfläche berieben werden können, als auf der Glasröhre, und es wird celeris paribus in demselben Verhältniß mehr Electricität sich erregen lassen. Diese beiden Theile kommen in allen Electrisirmaschinen vor, die Form des geriebenen Körpers ist aber nicht in allen die gleiche. In neuerer Zeit nimmt man häufig statt des gläsernen Cylinders eine kreisrunde Glasscheibe, auf welcher die durch ihre Mitte hindurch laufende Axe senkrecht befestigt ist, und nennt dann die Electrisirmaschine eine Scheibenmaschine, während man im Gegensatz jene, wo der geriebene Körper ein Cylinder ist, Cylindermaschine nennt. Außer den genannten beiden Theilen gehören zu einer kräftigen Electrisirmaschine noch zwei andere, von denen der eine, Conductor genannt, zur Bestimmung hat, die auf dem geriebenen Körper erregte Electricität in sich aufzunehmen. Diesen verfertigt man meistens aus Messingblech und giebt ihm entweder die Kugelform oder die Form eines Cylinders mit halbkugelförmigen Enden. Auf der von dem geriebenen Körper abgewandten Seite läßt man den Conductor in einen dünnen Hals auslaufen, an dessen Ende eine Kugel sitzt, deren Größe im Vergleich zur Größe des Conductors gering ist. Auf der dem geriebenen Körper zugewandten Seite läuft der Conductor in einen stärkern Hals aus, der nach Umständen gerade oder gebogen sein kann, und sich in einer auf der der Drehung senkrechten Richtung in möglichster Entfernung vom Reibzeug längs des geriebenen Körpers bis in die Nähe seiner Axe hinzieht, so daß die während der Drehung am geriebenen Körper erzeugte Electricität an diesem Theile des Conductors den man seinen Sauger nennt, vorüber ziehen muß, und dabei Gelegenheit findet, in ihn überzugehen; und damit die übergegangene Electricität sich in dem Conductor ansammeln kann, wird derselbe mittelst einer an ihm angebrachten Hülse zu seiner Isolirung auf eine Glassäule aufgekittet. Die Aufgabe des Conductors ist keine andere, als alle die in ihm angesammelte Electricität gleichzeitig in einen andern Leiter, wenn dieser ihm an irgend einer Stelle nahe genug kommt, überzuschicken, was der geriebene Körper, als Nichtleiter, für sich nicht zu thun vermöchte. Erst durch den Conductor wird die Electrisirmaschine fähig ungleich stärkere Wirkungen hervorzubringen, als eine blos geriebene Glasröhre sie geben kann.

Zur möglichst größten Wirkung einer Electrisirmaschine ist aber noch ein vierter Bestandtheil erforderlich, den wir nicht unbesprochen lassen dürfen. Es ist so eben gesagt worden, daß der Sauger am Conductor in möglichster Entfernung vom Reibzeug anzubringen sei. Diese Forderung wird dadurch gerechtfertigt, daß in dem Sauger stets die Electricität des geriebenen Körpers eingeht und im Reibzeug sich stets die entgegengesetzte Electricität erzeugt; es würde sich daher bei zu großer Nähe dieser Stellen leicht ein Electricitätsübergang zwischen ihnen einleiten, der die Wirkung der Maschine schwächen müßte. Durch diese Anordnung aber geht eine halbe Umdrehung des geriebenen Kör-

pers vorüber, bis die unter dem Reibzeug in ihm hervorgerufene Electricität zu dem Sauger gelangt, während welcher ein beträchtlicher Theil von ihr, zumal wenn sie sehr kräftig ist, in die Luft überzugehen Gelegenheit findet. Um diesen Verlust fast ganz zu verhüten, näht man am Reibzeug auf der Seite, wo die Electricität von ihm zum Sauger hingelangt, längs der Stelle, an der sich das Reibzeug über den geriebenen Körper zu erheben anfängt, ein Stück glattes Seidenzeug (Wachstaffent) von derselben Breite als das Reibzeug lang ist, fest an und läßt dieses bis nahe an den Sauger hinreichen.

Dieses vierte Stück der Electrisirmaschine erschwert nicht nur als Nichtleiter den Electricitätsübergang in die Luft, sondern es bildet gleichsam eine Fortsetzung des Reibzeuges, nimmt die entgegengesetzte von der im geriebenen Körper erregten Electricität in sich auf und versetzt dadurch die auf diesem Körper befindliche in einen Zustand der Gebundenheit, durch den ihr Bewegungstrieb, wenn nicht völlig gehemmt, doch sehr herabgestimmt wird.

Bei sehr großen geriebenen Körpern bringt man einander gerade gegenüber zwei Reibzeuge und zwei mitten zwischen diesen liegende Sauger an, und bei Scheibenmaschinen ist es am vortheilhaftesten jedes Reibzeug aus zwei Hälften bestehen zu lassen, die sich auf beiden Seiten der Scheibe gegen einander mit der erforderlichen Kraft andrücken.

Mit einer solchen Electrisirmaschine, deren Reibzeug wir auf eine hinreichend starke Glassäule gekittet und dadurch isolirt voraussetzen, wie auch meistens der Fall ist, lassen sich nun folgende Versuche anstellen:

1) Bringt man das Reibzeug in leitende Verbindung mit dem Erdboden und setzt man die Maschine in Bewegung, so schlagen aus jeder Stelle des Conductors, der man einen Leiter gegenüber hält, bei hellem Tage sichtbare Funken in diesen aus größerem oder geringerem Abstand über. Dieses stets von einem Schalle begleitete Licht ist das Wahrzeichen eines stattfindenden Electricitätsübergangs. Es tritt schon bei geriebenen Glasröhren auf, bei denen es indessen seiner größeren Schwäche wegen weniger in die Sinne fällt. Hat man eine Glasröhre durch Reiben stark electrisch gemacht, und nähert man ihr den Knöchel einer Hand, so läßt sich in einem gewissen Abstand ein Knistern hören, welches einen von Licht begleiteten Electricitätsübergang anzeigt, dessen Licht aber meistens zu schwach ist, um bei Tag wahrgenommen werden zu können; stellt man aber den Versuch zur Nachtzeit in einem dunkeln Zimmer an, so hält es nicht schwer, den Electricitätsübergang unter dem Bilde eines Lichtstreifens wahrzunehmen. Man kann indessen mittelst einer Glasröhre auch am Tage sichtbare kleine kurze Funken erregen, wenn man durch sie vertheilend auf einen isolirten Leiter einwirkt und diesem inzwischen den Knöchel eines Fingers bis fast zur Berührung nahe bringt, besonders wenn man dabei einen dunkeln Hintergrund hat. Entfernt man hierauf die

Röhre von dem isolirten Leiter, so kann man aus ihm noch einmal einen Funken mit dem Knöchel ziehen.

2) Hebt man die leitende Verbindung des Reibzeuges mit dem Erdboden auf, so wird der Conductor anfangs zwar starke Funken geben, die aber bald schwächer werden und zuletzt ganz aufhören. Während dieser Abnahme der Electricität im Conductor nimmt die entgegengesetzte im Reibzeuge stets zu, wie sich leicht wahrnehmen läßt, wenn man ein dazu geeignetes Electroscop mit dem Reibzeuge in leitende Verbindung bringt. Es ist dieß die schon im §. 83. erwähnte Erscheinung, wonach bei zwei sich reibenden Körpern die Electricität des einen zunimmt, wenn die des andern abnimmt, und umgekehrt; man kann dieß aber so aussprechen, daß man sagt,

die Differenz zwischen den Electricitäten zweier sich reibenden Körper bleibt stets die gleiche,

jedoch hat man bei dieser Ausdrucksweise unter Electricität die Zahl zu verstehen, wodurch deren Stärke, und zwar mit dem Vorzeichen versehen, wodurch deren Art ausgesprochen wird.

3) Die starke Electricität, welche im Conductor der Electrisirmaschine sich kund giebt, eignet sich auch gar sehr zur Anschaulichmachung der besondern Wirkungsweise der Spitzen, von welcher schon in §. 86. die Rede war. Pflanzt man eine Nähnadel mit ihrer Spitze nach außen auf den Conductor einer Electrisirmaschine, oder hält man diese Nähnadel auch nur bei ihrem Oehre zwischen den Fingern und kehrt deren Spitze gegen den Conductor hin, so ist derselbe nicht mehr im Stande auch nur die geringsten Funken zu liefern; die eine Spitze reicht also hin, jede Ansammlung von Electricität im Conductor unmöglich zu machen. Stellt man die Versuche im Dunkeln an, und wählt man dazu eine etwas kolbige Spitze, damit durch sie die Electricität im Conductor nicht so gar stark geschwächt werde, um überhaupt nur unmerkliche Wirkungen liefern zu können, so ist die Spitze von einem Lichtschein, dem Wahrzeichen eines Aus- und Eingangs von Electricität, umgeben. Hierbei verdient der Umstand besonders hervorgehoben zu werden, daß dieser Lichtschein eine andere Form annimmt, je nachdem + E oder — E aus der Spitze ausströmt. Im ersten Falle hat er das Aussehen, als ob divergirende Strahlen von der Spitze aus eine Strecke weit in die Luft hinein führen; im andern Falle dagegen gestaltet er sich so, als ob Lichtpünktchen rings um die Spitze herum sich lagerten, die jedoch keineswegs über die Spitze hinaus ragen, und daher nicht im Mindesten die Form von Strahlen haben. Man benützt dieses Mittel zuweilen, um aus der Form der Lichtscheine sogleich die Art der hier wirksamen Electricität zu erkennen, wobei man sich jedoch zu merken hat, daß die strahlenartige Lichterscheinung nicht nur da zu Stande kommt, wo positive Electricität von der Spitze ausströmt, sondern eben so auch da, wo negative Electricität in dieselbe einströmt, und daß der Kranz von leuchtenden Punkten

nicht blos da entsteht, wo negative Electricität von der Spitze ausströmt, sondern ebenso auch da, wo positive Electricität in dieselbe einströmt. Es zeigt sich hier auf's Neue ein directer Gegensatz zwischen den beiden Electricitäten. Die hier besprochenen Lichterscheinungen breiten sich in verdünnter Luft über einen viel größern Raum aus. Giebt man einer zwei Fuß langen Glasröhre messingene Fassungen, deren eine man auf die Luftpumpe schrauben und nach geschehener Luftentleerung mittelst Hahns absperren kann, so erfüllt sich die ganze Röhre mit einer Lichterscheinung, wenn man die Electricität des Conductors durch einen an den Fassungen angebrachten kurzen, stangen- oder kugelförmigen Ansatz gehen läßt.

4) Der electrische Funken scheint übrigens ganz die Natur eines jeden andern Feuers zu besitzen; er zündet leicht brennbare Körper, wie z. B. Schwefelnaphtha oder Weingeist an und bringt, im Innern von Knallgas erzeugt, dieses zum Verpuffen. Auch wird durch ihn Wasserstoffgas zur Flamme angefacht, worauf sich die Construktion des sogenannten electrischen Feuerzeugs gründet.

§. 88. Von der verstärkten Electricität.

Wollte man den in §. 86. beschriebenen Condensator zur Verstärkung der während der Drehung einer Electrisirmaschine in dem Conductor sich anhäufenden Electricität benützen, so würde diese Electricität gleich von vorne herein dessen Firnißschicht durchbrechen und dadurch ihre Verstärkung unmöglich machen; jener Condensator kann nur zur Verstärkung von sehr schwachen Electricitäten dienen, so z. B. wird er noch das Dasein von Electricität im Conductor nachzuweisen im Stande sein, wenn diesem durch Berührung alle Electricität scheinbar genommen worden ist. Wenn man aber, anstatt die Platten jenes Codensators mit einer Firnißschicht zu überziehen, auf dessen untere eine Glasplatte legt, welche auf allen Seiten einige Zolle über das Metall hervorragt, und auf diese Glasplatte die obere Condensatorplatte der untern gerade gegenüber, so wird er jetzt im Stande sein selbst die starke Electricität des Conductors noch weiter zu verstärken. Diese Verstärkung wird zwar nicht in dem Grade erfolgen können, wie wenn die beiden Condensatorplatten blos mit einer dünnen Firnißschicht überzogen wären, und diese die Fähigkeit besäße, den Uebergang der Electricität von einer Platte zur andern abzuhalten, weil das Bindungsvermögen zwischen den beiden Platten durch ihren in Folge der zwischengelegten Glasplatte vermehrten Abstand beträchtlich vermindert wird; sie bleibt indessen immer noch groß genug, um Ursache von bedeutend heftigern Wirkungen zu werden. Da es bei Versuchen mit so starker Electricität unnöthig wird, beide Platten je von einander zu entfernen, so kann man zu denselben sehr dünnes Metall (Staniol) nehmen, und dieses für immer auf die beiden Seiten der Glastafel aufkleben, wobei man aber,

um den Electricitätsübergang von einer Seite zur andern möglichst zu verhindern, rings um die Glastafel herum und auf beiden Seiten einen etwa handbreiten unbelegten Rand aussparen muß. So erhält man die sogenannte Verstärkungsplatte, welche auch Franklin'sche Tafel nach ihrem Entdecker genannt zu werden pflegt. Man sieht leicht ein, daß die Plattenform hier etwas unwesentliches ist, und daß man zu gleichem Zwecke eben so gut auch dünne Glasflaschen, deren Boden mit den Wänden möglichst gleiche Dicke hat, nehmen kann, wenn man Boden und Wände derselben inwendig wie auswendig bis auf etwa die Weite einer Handbreite von ihrer Mündung weg mit Staniol überzieht. Man nennt den Theil des aufgelegten Staniols, welcher sich auf ihrer innern Seite befindet, ihr inneres Beleg, und den Theil, der sich auf ihrer äußern Seite befindet, ihr äußeres Beleg. Um dem innern Beleg solcher Flaschen bequemer beikommen zu können, läßt man vom Boden desselben mitten durch die Mündung eine leitende Verbindung gehen, die sich außerhalb der Flasche in eine Kugel, Knopf der Flasche genannt, endigt. So hergerichtete Flaschen heißen Verstärkungsflaschen, oder auch nach dem Namen ihres Erfinders Kleist'sche Flaschen, auch Leidner Flaschen.

Oft werden viele solche Verstärkungsplatten oder Verstärkungsflaschen unter sich so vereinigt, daß alle die einen Belege derselben sowohl wie alle die andern unter sich in leitende Gemeinschaft kommen, dann entsteht das, was man electrische Batterie nennt. Eine solche Batterie kommt einer einzigen Verstärkungsplatte oder Verstärkungsflasche von derselben Glasdicke wie die der einzelnen Platten oder Flaschen gleich, deren belegte Fläche aber die Summe aller einzelnen ist; man erhält auf diese Weise einen Verstärkungsapparat von sehr großer belegter Fläche, und da sich zudem auf dieser großen Fläche Electricität in größerer Stärke als auf gewöhnlichen Leitern ansammelt, so bietet die electrische Batterie in noch höherm Grade als die Verstärkungsplatte oder Verstärkungsflasche einen Apparat von mächtiger Wirkung dar. Die Behandlung solcher Verstärkungsapparate ist dieselbe, wie die der Condensatoren; man bringt deren eines Beleg mit dem Erdboden in Verbindung und leitet in ihr anderes Beleg die Electricität des Conductors hinein, während das Reibzeug der Maschine mit dem Erdboden in leitender Verbindung steht, oder man bringt das Reibzeug der Maschine mit dem einen Belege, den Conductor der Maschine mit dem andern Belege in leitende Verbindung, während jedes dieser Belege isolirt ist. In beiden Fällen laden sich die Belege mit verstärkter Electricität ganz auf dieselbe Weise wie im Condensator, und diese große Electricitätsmenge durchströmt fast ohne Zeitverbrauch jeden Leiter, indem die freien Electricitäten den Leiter in entgegengesetzten Richtungen und sich einander wechselsweise dazu auffordernd durchlaufen, so wie man dessen Enden mit den beiden Belegen in Verbindung bringt, was dann in diesem sehr heftige Erscheinungen hervorruft, von welchen hier die wichtigsten genannt werden mögen.

1) Bringt man die beiden Belege mit zwei Stellen eines thierischen Körpers in Verbindung, so strömt die im Verstärkungsapparate angesammelte Electricität von einer dieser Stellen zur andern durch den thierischen Körper hindurch und bringt in ihm, je nach der Menge von angesammelter Electricität mehr oder minder heftige Zuckungen hervor, die im lebendigen Thiere sogar bis zur Herbeiführung des Todes gesteigert werden können. Schon der aus dem Conductor der Maschine hervorgezogene Funken erregt ein Stechen in dem Finger, der ihn hervorholt, welches die gleiche Wirkung aber in geringerm Grade ist.

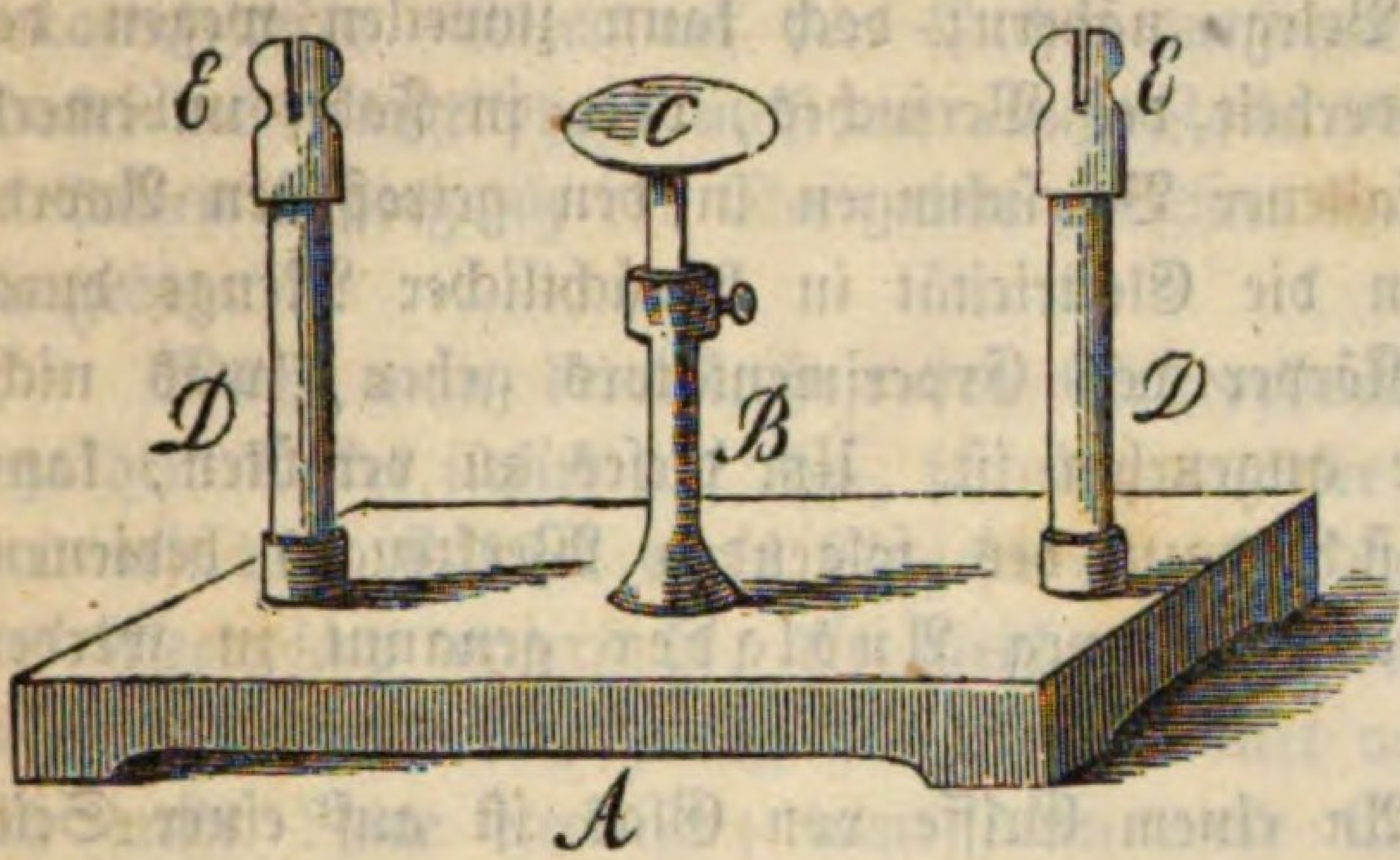
2) Unterbricht man den Leiter, welcher die beiden Belege zu vereinen bestimmt ist, in seiner Mitte, verbindet dessen eine Hälfte mit dem äußern Beleg und läßt dessen andere Hälfte gegen das innere Beleg so hinlaufen, daß ihre Verbindung mit diesem in jedem Augenblicke leicht geschehen kann; hält man hierauf die von den Belegen abgekehrten Enden des gehälfteten Leiters in einiger Entfernung aus einander und verbindet diese durch dünne Dräthe oder Streifen von geschlagenem Metalle, wie z. B. von Blattgold, so kommen diese Zwischenglieder, je nach ihrer Länge und Dicke in schwaches oder heftiges Glühen, zum Schmelzen und zur Verflüchtigung. Ueberhaupt läßt sich auf diese Weise die Einwirkung der Electricität auf die verschiedenartigsten Körper untersuchen.

3) Stellt man die von den Belegen abgewandten Enden des getheilten Leiters zu beiden Seiten eines schlechten Leiters, wie z. B. einer nicht zu dicken Glaswand, einer aus nicht zu vielen Blättern bestehenden Papierschicht, eines Eies u. s. f. gegenüber, und bringt sodann sein noch getrenntes Ende mit dem innern Belege des Verstärkungsapparates in Verbindung, so werden jene schlechten Leiter von der Electricität durchbrochen, es bilden sich kleine Löcher in denselben, durch welche der Weg bezeichnet wird, den die Electricität durch sie hindurch genommen hat.

4) Es läßt sich mit der verstärkten Electricität Schießpulver entzünden, besonders leicht, wenn man unter dasselbe Feilspäne mengt. Hierdurch und schon mit Hülfe der in 2) beschriebenen Verflüchtigungen lassen sich feste Körper zum Zerreißen bringen, überhaupt alle Wirkungen des Blitzes im Kleinen nachahmen, und noch viele andere Versuche zur Belehrung und Belustigung anstellen.

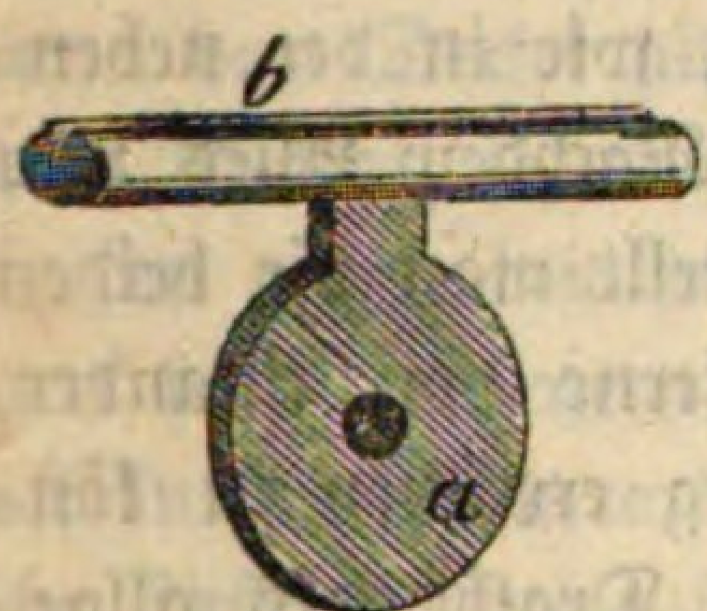
Um die in 2) bis 4) angedeuteten Versuche mit mehr Bequemlichkeit ausführen zu können, hat Henley eine Vorrichtung ersonnen, welche unter dem Namen des allgemeinen Ausladers bekannt geworden ist. Mitten auf einer hölzernen Fußplatte A (Fig. 88.) ist ein hohler Fuß B befestigt, in welchem sich ein Tischchen C höher oder tiefer schieben und durch eine Stellschraube feststellen läßt. Die Platte dieses Tischchens ist mittelst Glas oder Elfenbein isolirend eingerichtet; auf sie werden die Körper gelegt, durch

Fig. 88.



welche man die Electricität hindurch gehen lassen will. Auf derselben Fußplatte sind zu beiden Seiten des Tischchens Glassäulen DD angebracht, auf deren obern Enden Fassungen EE aufgeschliffen sind, welche sich rings um die Glasgefäße herum drehen lassen und nach oben zu charnierartig ausgearbeitet sind. In den Backen dieser Charniere bewegen sich um Axen mit fester Reibung zwei metallene Theile, welche hier neben (Fig. 89.) vergrößert im Verhältniß zur Fig. 88 dargestellt sind. Der scheibenförmige Theil a sitzt zwischen den genannten Backen und ist um eine mitten durch ihn hindurch gehende Axe beweglich, womit zugleich jene Backen gegen ihn mit dem erforderlichen Drucke angepreßt werden; auf ihm ist eine oben aufgeschnittene Röhre b befestigt, durch welche hindurch sich Dräthe mit fester Reibung schieben lassen, welche an ihren einen Enden Ringe, an ihren andern Enden aber Spitzen haben, über die sich, wo es nöthig wird, kleine Metallkugeln schrauben lassen. Man sieht nun leicht ein, daß sich die Spitzen oder Kugeln dieser Dräthe durch Drehung der Fassungen EE um die Glasfüße, auf welchen sie sitzen, durch Verschiebung der Dräthe in den Röhren b, und durch Hebung oder Senkung der Spitzen oder Kugeln mittelst Drehung der Scheiben a um ihre Axen an jede beliebige Stelle des auf dem Tischchen liegenden Körpers anlegen lassen, wodurch man es in seine Gewalt bekommt, der Electricität einen völlig bestimmten Gang durch den Körper hindurch vorzuschreiben. Bei dem Gebrauche dieses allgemeinen Ausladers hat man nun nichts weiter zu thun, als den Körper, durch welchen man die Wirkung hindurch gehen lassen will, auf das Tischchen zu legen, ihn mit den Enden der Dräthe an den Stellen zu berühren, wodurch der Electricität ihre Richtung vorgeschrieben wird, den einen Drath mit dem äußern Belege des Apparates, in welchem verstärkte Electricität angesammelt worden ist, in leitende Verbindung zu setzen, und zuletzt das in eine Kugel ausgehende Ende eines von dem andern Drathe auslaufenden Leiters dem innern Belege rasch bis zur Entladung zu nähern. Es ist am vortheilhaftesten, die von den Dräthen nach den Belegen gehenden Leitungen an dem in Fig. 89 abgebildeten Theile selber zu befestigen, weil man so am wenigsten Gefahr läuft, die Verbindungsstellen der Dräthe mit dem Körper auf dem Tischchen zu verrücken. Man kann zwar in den meisten

Fig. 89.



Fällen den Leiter, welcher die Entladung bewirken soll, ungestraft unmittelbar mit der Hand dem innern Belege nähern; doch kann zuweilen wegen der Besonderheit des Versuches, oder in Folge unbemerkt vorgefallener Verrückungen in den getroffenen Anordnungen die Electricität in beträchtlicher Menge durch den Körper des Experimentators gehen, was nicht gerade angenehm ist. Um dieses zu verhüten, kann man sich dazu des folgenden Werkzeuges bedienen, welches schlechtweg Auslader genannt zu werden pflegt.

Fig. 90.



An einem Griffe von Glas ist auf einer Seite eine charnierartige Fassung mit zwei um eine Axe beweglichen Scheiben angebracht, von denen aus Dräthe laufen, die sich in Kugeln endigen, wie in der nebenstehenden Fig. 90 versinnlicht ist. Nachdem Alles zum Versuche gehörig angeordnet ist, stellt man die beiden Kugeln des Ausladers in solche Ferne von einander, um mit der einen das innere Beleg erreichen zu können, während die äußere mit dem Drathe des allgemeinen Ausladers in Verbindung steht, und stellt sie in dieser Entfernung mittelst einer im Charniere angebrachten Schraube fest. Statt der zweiten Kugel kann auch ein bloßer Haken dienen. Nachdem nun der Verstärkungsapparat geladen ist, bringt man, den Auslader an seinem Griffe von Glas haltend, die Entladung mittelst der Enden seiner beiden Arme hervor.

§. 89. Vom Electrophor.

Unter den electrischen Vorrichtungen ist eine der instructivesten der Electrophor. Dieser besteht erstlich aus einer unbiegsamen ebenen, ihre Gestalt in keiner Weise ändernden leitenden Platte, am besten von einem harten Metall in der erforderlichen Stärke, welche die Form oder der Teller des Electrophors genannt wird, zweitens aus einer dünnen Schicht eines nicht leitenden Körpers, welcher meistens eine Composition aus harzartigen Körpern (10 Theile Gummilack, $1/2$ Theil Pech, 2 Theile Wachs, 3 Theile Harz, 2 Theile venetianischen Terpentin) ist, und geschmolzen durch Leinwand hindurch möglichst eben über die Form des Electrophors ausgebreitet wird, welcher Theil den Namen Kuchen des Electrophors erhält; drittens aus einer leichten ebenen, an ihrem Rande umgelegten Scheibe von mäßig starkem Metall, welche noch am Rande drei gleich weit von einander angebrachte Oesen hat, durch welche seidene Schnüre gehen, die in gleicher Länge zusammengebunden

werden, und dazu dienen, diesen Theil, der der Deckel des Electrophors genannt wird, isolirt auf den Kuchen zu setzen und wieder abzuheben. Der Deckel des Electrophors muß um einige Zolle kleiner als der Kuchen sein, um zu keinen Uebergang der Electricität zwischen dem Deckel und der Form Anlaß zu geben.

Macht man den Kuchen des Electrophors durch Reiben electrisch und setzt den Deckel isolirt auf ihn, so nimmt dieser eine Electricität an, die man ihm mit dem Knöchel eines Fingers entziehen kann, und die, wenn man sie am Electroscop untersucht, die gleiche wie die am Kuchen sitzende ist. Hebt man nach dieser Berührung den Deckel isolirt vom Kuchen ab, so zeigt dieser sich auf's Neue electrisch; man kann diese Electricität als Funken in den Knöchel eines Fingers übergehen lassen, sie zeigt sich aber, wenn man sie am Electroscop prüft, als eine solche, die der im Kuchen entgegengesetzt ist. Hat man dem Deckel alle Electricität genommen, und setzt ihn wieder isolirt auf den Kuchen, so wiederholen sich die Erscheinungen in derselben Folge, wie sie soeben angegeben worden sind, und man kann diesen Cyclus von Erscheinungen so oft erneuern, als man will. Läßt man die Funken derselben Art sehr oft in das innere Beleg einer kleinen Leidner Flasche treten, während man ihr äußeres Beleg in der Hand hält, so nimmt diese eine Ladung an, womit man dem Körper eine recht merkliche Erschütterung geben kann. Ist der unelectrische Deckel isolirt auf den Kuchen gelegt worden, und entzieht man ihm seine Electricität in der Weise, daß man den Daumen der einen Hand an die Form legt und hierauf den Deckel mit dem Zeigefinger derselben Hand berührt, so fühlt man zwischen dem Daumen und Zeigefinger eine kleine Erschütterung.

Alle diese am Electrophor wahrnehmbaren Erscheinungen erklären sich sehr einfach aus den bisher von uns erkannten allgemeinen Wirkungen der Electricität, wie wir jetzt in ihrer Aufeinanderfolge zeigen werden.

1) Wird der Kuchen des Electrophors gerieben, wodurch er — E annimmt, so wirkt diese vertheilend auf die Form, und zieht die + E in der Form nach dem Kuchen hin, welche sie bindet, die — E in der Form stößt sie von sich und treibt sie in weite Ferne, wenn die Form nicht isolirt ist, so daß diese — E bei einer nicht isolirten Form völlig unwirksam in Bezug auf die in dem Deckel und dem Kuchen befindlichen Electricitäten ist.

2) Wird nun der isolirte Deckel auf den Kuchen gesetzt, so geht schon in der Ferne im Deckel eine Vertheilung vor sich, in Folge der — E im Kuchen, die aber durch die gebundene + E in der Form, welche aus größerer Ferne auf den Deckel wirkt, gemäßigt, und am größten dann auftritt, wenn der Deckel mit dem Kuchen in Berührung gekommen ist; dabei zieht sich die + E im Deckel in die Nähe des Kuchens und wird gebunden, die — E im Deckel tritt in größte Entfernung vom Kuchen mit dem Bestreben, aus dem

Deckel heraus zu treten. Während der Annäherung des Deckels an den Kuchen wird die Anziehung der — E im Kuchen auf die + E in der Form mehr und mehr durch die + E und — E im Deckel geschwächt, weil das — E wegen größerer Entfernung von der Form stets schwächer anziehend als das + E abstoßend auf das gebundene + E in der Form einwirkt; es wird daher während des Aufsetzens des Deckels auf den Kuchen ein Theil von der zuvor in der Form gebundenen + E frei und entweicht in's Weite, wenn die Form nicht isolirt ist.

3) Wird nun der Deckel mit dem Finger berührt, so geht nicht nur alle seine — E in den Körper über, sondern noch mehr, weil die Vertheilung in dem mit dem Deckel vereinigten Körper intensiver werden kann, als zuvor, und in demselben Maße nimmt auch die jetzt allein im Deckel zurückbleibende gebundene + E zu. Während dieses Hergangs wird wieder die in der Form enthaltene + E frei und entweicht, weil nun die + E im Deckel in größerer Stärke abstoßend auf sie einwirkt, und keine — E im Deckel dieser Abstoßung mehr entgegen wirken kann. Die gebundene + E in der Form ist jetzt auf ihr Minimum reduzirt, die + E im Deckel auf ihr Maximum gebracht.

4) Wird jetzt der Deckel isolirt vom Kuchen entfernt, so tritt in ihm dieses Maximum von + E in voller Wirksamkeit auf; daher erhält man aus dem abgehobenen Deckel immer einen längern und hellern Funken als zuvor aus dem erst aufgelegten Deckel, indem die — E im Deckel vor dessen Berührung nicht ihr Maximum erreicht hat.

5) Nach abgehobenem Deckel wirkt wieder die ganze — E im Kuchen allein vertheilend auf die Form, weßhalb sich in der Form gebundene + E ansammelt, wie gleich nach dem Reiben des Kuchens der Fall war. Es findet zwar eine geringe Abnahme der Kraft statt, indem der Deckel bei seinem Aufsetzen auf den Kuchen diesem etwas von seiner — E entzieht; allein da diese Entziehung wegen der nichtleitenden Eigenschaft des Kuchens nur an den Stellen stattfindet, wo eine unmittelbare Berührung zwischen Kuchen und Deckel vorhanden ist, und diese Stellen immer nur einen äußerst kleinen Theil vom ganzen Kuchen ausmachen, so ist die allmählige Abnahme der — E im Kuchen nur höchst unbedeutend, und man kann aus diesem Grunde durch wiederholtes Aufsetzen des Deckels auf den Kuchen die gleichen Wirkungen wie bisher in fast ungeschmälerter Stärke fort und fort erhalten.

6) Daß sich eine tiefer gehende Empfindung zeigt, wenn man nach aufgelegtem Deckel den Daumen an die Form legt und mit dem Zeigefinger derselben Hand den Deckel berührt, hat nicht bloß darin seinen Grund, daß unter solchen Umständen das Maximum von freier — E im Deckel durch den Finger, und gleichzeitig ihr entgegen die nach 3) während der intensiveren Vertheilung im berührten Deckel frei werdende + E in der Form durch den Daumen geht, sondern ohne Zweifel auch darin, daß unter solchen Umständen

die durch Finger und Daumen strömende $\pm$ E keine Gelegenheit findet, sich auf große Querschnitte auszudehnen und hierdurch die Intensität ihrer Wirkung schnell zu verringern, so daß sie auf größere Entfernung von den Berührungsstellen noch ein Gefühl von sich hervorrufen kann, als da, wo diese Umstände nicht gegeben sind.

Bei dieser theoretischen Besprechung des Electrophors ist vorausgesetzt worden, daß dessen Form mit dem Erdboden in leitender Verbindung sei; wer indessen von dem allerdings ziemlich verwickelten Spiele der beiden Electricitäten in diesem merkwürdigen Instrumente in der oben angegebenen Art sich eine recht klare Vorstellung zu machen gelernt hat, dem wird es keine Schwierigkeit machen, die abgeänderten Erscheinungen am Electrophor vorauszusagen, wie sie zum Vorschein kommen, wenn dessen Form isolirt ist. Man sieht sogleich ein, daß wenn die Form noch vor dem Reiben des Kuchens isolirt worden ist, und das Reiben ohne die Form zu berühren geschieht, die im Kuchen erregte — E zwar eine Vertheilung in der Form hervorrufen wird, wobei aber die freie — E aus ihr nicht entweichen kann, und deßwegen am Electroscop sich nachweisen lassen wird. Entzieht man diese — E der Form durch Ableitung und setzt man hierauf den Deckel isolirt auf den Kuchen, so wird wegen der in 2) beschriebenen Rückwirkung der im Deckel vertheilt werdenden Electricitäten freie + E in der Form sich zeigen und am Electroscop nachweisen lassen müssen. Nimmt man diese freie + E durch Berührung weg und entzieht hierauf dem Deckel seine freie — E, so wird neuerdings in der Form freie + E auftreten, in Folge der unter 3) beschriebenen vermehrten Abstoßung der im Deckel gebundenen + E auf die zuvor gebundene + E in der Form. Nimmt man jetzt diese freie + E durch Berührung aus der Form weg, und hebt sodann den Deckel isolirt vom Kuchen weg, so wird sich in der isolirten Form freie — E zeigen zu Folge des in 5) beschriebenen Hergangs. Wollte man alle die möglichen Modificationen der Erscheinungen am Electrophor vollständig herzählen, so wäre dazu mehr Raum nöthig, als diesem sinnigen Instrumente hier zugestanden werden darf; das darüber bisher Gesagte wird aber immer hinreichend sein, sich jede neue Abweichung in der Erscheinung vollständig zu erklären. Aus diesem Grunde ist der Electrophor vorzugsweise denen zu empfehlen, welche sich eine größere Uebung im Experimentiren verschaffen wollen.

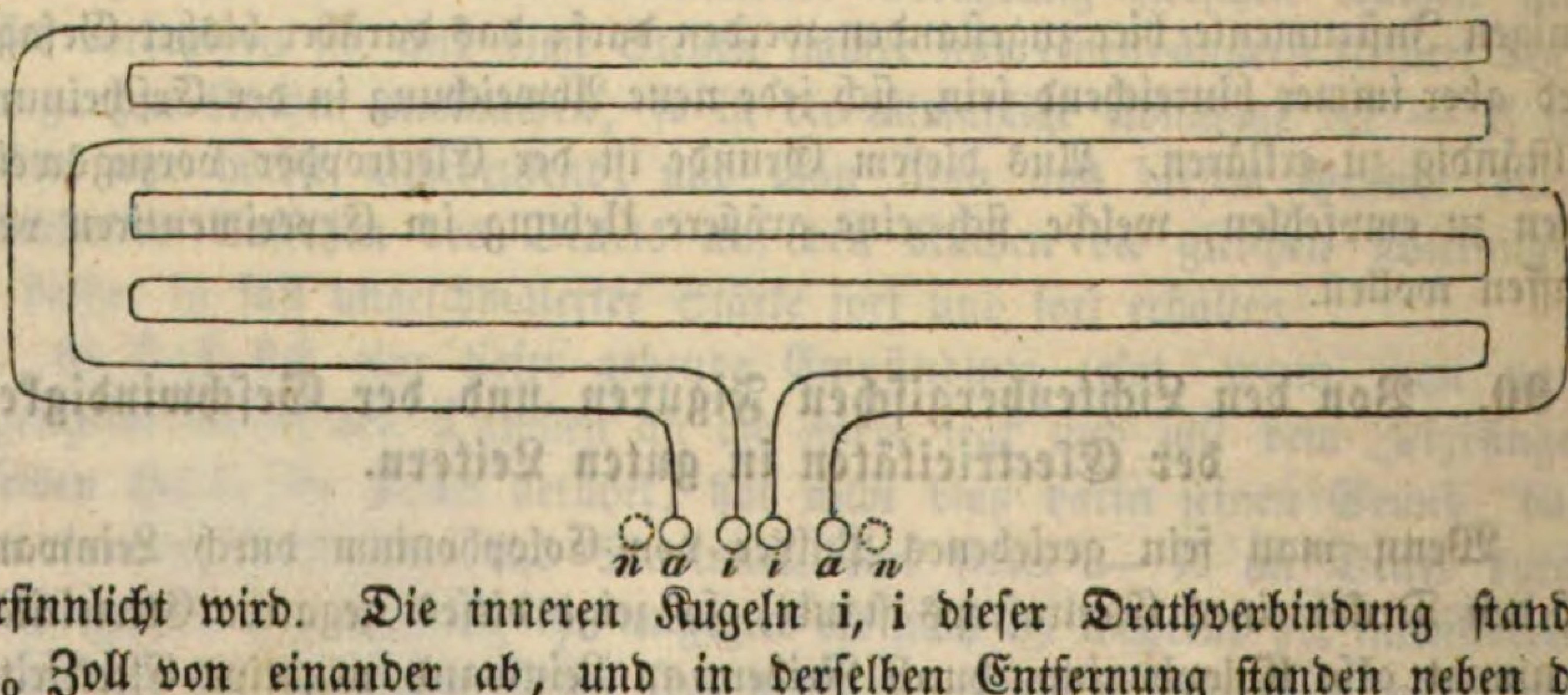
§. 90. Von den Lichtenbergischen Figuren und der Geschwindigkeit der Electricitäten in guten Leitern.

Wenn man fein geriebenes Pulver von Colophonium durch Leinwand auf den Deckel eines Electroscops staubt, so zeigt dieses negative Electricität, es nimmt also Colophonium durch Reiben an Leinwand negative Electricität an. Staubt man fein geriebenen Mennig eben so durch Leinwand auf den

Deckel des Electroscops, so zeigt dieses positive Electricität an, und giebt damit zu verstehen, daß Mennig an Leinwand gerieben positiv electrisch wird. Diese Eigenschaft gesiebter Pulver benützte Lichtenberg, um die nach ihm benannten electrischen Figuren darzustellen. Er theilte der Oberfläche eines Nichtleiters, wozu der Kuchen eines Electrophors dienen kann, an einer ihrer Stellen mittelst einer Verstärkungsflasche oder sonst wie positive oder negative Electricität mit, und stäubte im erstern Falle Colophoniumpulver, im andern Falle fein geriebenen Mennig auf diese Stelle, so wurde das entgegengesetzt electrisch gewordene Pulver fast alles nach dieser Stelle hingezogen und sammelte sich daselbst in eigenthümlichen Formen an, die je nach der Electricität an dieser Stelle charakteristisch von einander verschieden sich zeigten. War die Stelle positiv electrisch, so häufte sich der Staub in strahlenförmigen Verästelungen an; war hingegen die Stelle negativ electrisch, so häufte sich der Staub vorzugsweise in kreis- oder ringförmigen Gestalten an. Diese Gestalten sind es, welche man die Lichtenbergischen Figuren nennt. Man kann diese Versuche noch mannigfaltiger werden lassen, wenn man Colophoniumpulver und feinen Mennig wohl vermengt auf den theils mit positiver, theils mit negativer Electricität versehenen Kuchen siebt. Es macht sich hier wieder das schon oben am Spitzenlicht beobachtete Streben der beiden Electricitäten geltend, unter ungleichen Formen in nichtleitende Körper überzugehen.

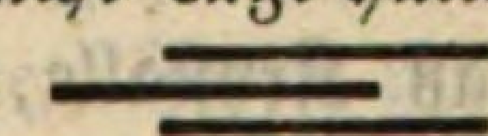
Schon in frühern Zeiten hat man die Geschwindigkeit zu bestimmen gesucht, womit die Electricität gute Leiter durchzieht, aber man kam zu keinem bestimmten Resultate. Erst vor nicht langer Zeit gelang es Wheatstone, die Geschwindigkeit der Electricität in Metallen auf eine unzweifelhafte Weise vor Augen zu legen. Dieser Gelehrte bediente sich hierzu einer sehr sinnreichen Vorrichtung. Er ordnete zwei Metalldräthe, von denen jeder $1/4$ englische Meile lang und an seinen beiden Enden mit kleinen Kugeln versehen war, so an, wie es durch die folgende Figur

Fig. 91.



versinnlicht wird. Die inneren Kugeln i, i dieser Drathverbindung standen $1/10$ Zoll von einander ab, und in derselben Entfernung standen neben den äußern Kugeln a, a noch zwei andere n, n, welche zum innern und äußern

Belege der Verstärkungsflasche hinführten, deren Electricität die Drathverbindung durchlaufen sollte. Alles war auf's Beste isolirt. Wurde nun die Verstärkungsflasche hinreichend stark geladen, daß ein Durchbruch erfolgen mußte, so zeigten sich gleichzeitig drei Funken, einer zwischen den Kugeln i und i, und zu beiden Seiten von diesen zwei andere zwischen den Kugeln a und n, welche Kugeln sämmtlich in einer horizontalen Geraden neben einander standen.

Um nun zu erfahren, ob diese drei Funken völlig gleichzeitig, oder um sehr kleine Zeiten hinter einander auftreten, ließ sich Wheatstone eine Art von Schwungmaschine bauen, mittelst welcher sich ein kleiner ebener Spiegel äußerst schnell um eine horizontale mit der Ebene des Spiegels parallele Axe drehen ließ. Diesen Apparat stellte derselbe in der Entfernung von 10 Fuß den 6 Kugeln so gegenüber, daß der Spiegel auf gleicher Höhe mit den Kugeln lag, und daß die Axe, um welche sich der Spiegel drehte, mit den Kugeln parallel lief. Stellte sich der Beobachter in die Richtung der Drehaxe und sah er von oben auf den Spiegel herab, so konnte er in demselben die 6 Kugeln scheinbar über einander liegend sehen, wenn der Spiegel einen Winkel von 45° mit der Horizontalebene machte. Ließ er bei dieser Lage des Spiegels die Flasche sich entladen, so sah er in demselben die drei Funken so ⋮; ließ er aber den Spiegel in so schnelle Drehung versetzen, daß derselbe 800 Umläufe in der Secunde machte, und richtete er es so ein, daß der von einer der Kugeln n nach dem innern Belege der Verstärkungsflasche führende Leiter nur in dem Augenblicke gegen das innere Beleg angerückt wurde, wo der Spiegel die zum Sichtbarwerden der drei Funken in ihm erforderliche Lage hatte, so zeigten sie sich ihm in der Gestalt  oder in der , je nachdem der Spiegel in dem einen oder andern Sinne gedreht wurde, wobei der mittlere Strich in beiden Fällen das Merkmal der Verspätung an sich trug. Aus dieser Erscheinung nun zog Wheatstone die folgenden drei Schlüsse:

a) Jeder der drei Funken braucht zum Ueberspringen eine bestimmte obschon äußerst kurze Zeit, weil er sich außerdem nicht wie eine Länge, sondern nur als ein Punkt zu erkennen geben könnte. Hierbei überzeugte sich jedoch Wheatstone, daß diese Zeit nur in der Länge der Drathleitung ihren Grund hat; denn ein Funke, der durch eine sehr kurze Drathleitung aus einer Kugel in die andere übersprang, zeigte keine Länge im sich drehenden Spiegel, sondern erschien in diesem wie ein Punkt.

b) Die beiden äußern Punkte treten bei der Entladung gleichzeitig auf, weil die Stellungen der beiden äußern Striche einander völlig gleich sind; der mittlere aber tritt etwas später auf, um so viel als aus dem Winkelabstand vom Ende des mittleren Striches zu den nächsten Enden der äußern Striche hervorgeht. Wheatstone nahm nun diese Zeit für die an, welche die Electricität braucht, um eine Hälfte des Drathes zu durch-

laufen; er fand auf diese Weise durch Berechnung, daß die Electricität in einer Secunde einen Weg von 288000 englische Meilen zurücklegt.

c) Es scheint bei der Entladung eines Verstärkungsapparates durch einen unterbrochenen Leiter hindurch, daß die in den beiden Belegen befindlichen entgegengesetzten Electricitäten sich gleichzeitig nach entgegengesetzten Richtungen in Bewegung setzen, um sich an einer mittlern Stelle der Leitung mit einander zu vereinigen.

Indessen dürfen solche Vorstellungen nur mit großer Vorsicht in die Wissenschaft eingeführt werden, indem der Hergang fast immer complicirter ist, als er im ersten Augenblicke zu sein scheint. So steigern sich die Gegensätze in je zwei zunächst bei einander stehenden Kugeln der vorhin beschriebenen Leitung stets mehr und mehr, bis daraus zuletzt ein Durchbruch entsteht.

In den neuesten Zeiten hat die Electricitätslehre große Bereicherungen, namentlich durch die Bemühungen von Rieß und Knochenhauer, erhalten; weil aber diese Bemühungen schon in die Periode des Galvanismus fallen, und sich an die aus diesem hervorgegangenen, eigenthümlichen Vorstellungen eng anschließen, so gehören dieselben mehr dem folgenden Kapitel an. Hierher aber dürften die Erfahrungen zu stellen sein, daß die Theile eines Krystalls, welche nach einem seiner Blätterdurchgänge von einander losgerissen werden, an ihren dadurch frei gewordenen Oberflächen entgegengesetzte Electricitäten zu erkennen geben, und daß isolirte Scheiben von vielen trockenen Körpern, wenn sie gegen die ebene und trockene Oberfläche eines andern Körpers stark angedrückt und hierauf schnell davon entfernt werden, sich electrisch zeigen. Ferner daß Krystalle, wie namentlich der Turmalin, an zwei einander gegenüberstehenden Enden entgegengesetzte Electricität annehmen, sowohl wenn sie erhitzt, als wenn sie erkältet werden, in beiden Fällen aber in umgekehrter Weise.

Kapitel IV.

Vom Galvanismus.

---

§. 91. Veranlassung zur Entdeckung des Galvanismus. Grund-Erscheinungen.

Die erste Thatsache, welche zur Entdeckung des Galvanismus führte, war nicht von solcher Art, daß man aus ihr sogleich hätte entnehmen können, sie sei nichts anderes als eine besondere Wirkungsform von einer schon vor-

dem bekannten Naturkraft. Ludwig Galvani, Professor zu Bologna, dessen Hausgenossen ihn von der zufällig wahrgenommenen Erscheinung benachrichtigt hatten, daß ein getödteter Frosch, an dessen Cruralnerven ein Messer angehalten wird, Zuckungen erleide, so oft aus dem Conductor einer in demselben Zimmer stehenden Electrisirmaschine ein Funken ausgezogen wird, fand diese Nachricht durch eigene dahin gerichtete Versuche bestätigt. Er stellte sich zur Erklärung dieser Wahrnehmung eine eigene Hypothese auf, worin der Luftelectricität eine Rolle zugetheilt war, und hing zur Prüfung seiner Vermuthung mehrere präparirte Frösche mittelst metallener Dräthe, die durch das Rückenmark dieser Thiere gestochen waren, an die Stäbe eines eisernen Gitters in der Absicht auf, den Einfluß der Luftelectricität auf den animalischen Körper zu verfolgen. Nachdem er lange Zeit vergeblich auf Anzeichen eines solchen Einflusses gewartet hatte, und im Begriffe war, die Frösche wieder abzunehmen, wobei er die Kupferdräthe gegen das Eisengitter hinbog, wurde er zu seinem Erstaunen gewahr, daß die Frösche jedesmal in Zuckungen geriethen, so wie sie die Eisenstäbe berührten. Es schien ihm indessen jetzt nicht mehr wahrscheinlich, daß die Luftelectricität Schuld an der Erscheinung sei, und er verschaffte sich hierüber dadurch Gewißheit, daß er in seinem Zimmer an den verschiedensten Tageszeiten die Frösche auf Eisenplatten legte, wobei jedesmal Zuckungen in ihnen entstanden, so oft er mit den in ihrem Rücken steckenden Messinghaken die Eisenplatte berührte. Es war hiermit dieser Versuch in eine feste Form gebracht, in welcher er zur öffentlichen Mittheilung reif war, und die Theilnahme der ganzen cultivirten Welt in hohem Grade auf sich zog. Galvani, der von seinen früheren hypothetischen Ideen noch nicht gänzlich abgekommen war, suchte die Ursache der Erscheinung in einer dem Thiere selber einverleibten Kraft, die von ihm thierische Electricität genannt wurde.

Alexander Volta, Professor zu Pavia, ein Landsmann Galvani's, der mit seltener Tiefe und Ruhe des Geistes die bekannt gewordene seltsame Erscheinung verfolgt hatte, sprach sich gegen Galvani's Annahme einer thierischen Electricität aus, und suchte darzuthun, daß das primum movens bei diesem Versuche von den Metallen ausgehe und aller Wahrscheinlichkeit nach nichts anderes sei, als die zuvor schon unter dem Namen Electricität bekannte Kraft. Es entspann sich ein Kampf zwischen den beiden Parteien, in welchem Volta anfangs ziemlich verlassen dastand, demungeachtet aber alle gegen ihn vorgebrachten Einwürfe mit bewunderungswerthem Scharfsinn siegreich widerlegte. Nichtsdestoweniger wären ohne Zweifel die beiden entgegengesetzten Ansichten noch lange einander feindlich gegenüber stehen geblieben, wäre es nicht Volta gelungen, die Entstehung von Electricität bei der Berührung ungleichartiger Metalle mittelst seines wenige Jahre zuvor von ihm erfundenen Condensators der Electricität thatsächlich nachzuweisen, indem er mit Zuzie-

hung dieses Instruments die allen übrigen Werkzeugen sich entziehende Electricität hinreichend zu verstärken im Stande war, um sie an den gewöhnlichen Electroscopen sichtbar werden lassen zu können.

So sprechenden Beweisen gegenüber mußten die mehr hypothetischen Erklärungen seiner Gegner verstummen und er behauptete den Kampfplatz.

Man kann die Entwickelung von Electricität an sich berührenden Metallen mit Hülfe eines guten, nach Anleitung des §. 86. angefertigten Condensators auf verschiedene Arten nachweisen, welche Nachweisung man den Volta'schen Fundamentalversuch zu nennen pflegt. Dieser Versuch läßt sich am bequemsten ausführen, wenn man die untere Platte des Condensators auf den Knopf eines Bohnenberger'schen Electroscops aufschraubt und auf diese die mit ihrem isolirenden Griffe versehene obere Condensatorplatte setzt. Wegen der hohen Wichtigkeit dieser Grundthatsache für den gesammten Galvanismus werde ich die verschiedenen Arten, sie anschaulich zu machen, etwas umständlicher aufführen.

A. Bestehen erstlich die beiden Platten des auf das Bohnenberger'sche Electroscop gesetzten Condensators aus einerlei Metall, wir nehmen an aus Messing, und berührt man

a) die obere dieser Platten mit einem Stückchen in der Hand gehaltenen Zinkes, während man die untere Platte mit dem Finger*) ableitend beberührt, so wird der Goldstreifen im Electroscop nach der Trennung beider Platten von einander eine positive Electricität anzeigen; es hat sich in der untern Platte durch Condensation + E angesammelt und in der obern Platte — E, was sich auch noch unmittelbar wahrnehmen läßt, wenn man diese obere Platte von der Seite dem Electroscop nähert, folglich ist die obere Platte von Messing in Berührung mit Zink negativ electrisch geworden. Zu demselben Resultate gelangt man auch, wenn man den Versuch dahin abändert, daß man die untere Condensatorplatte mit dem Zinkstückchen in Berührung bringt, während die obere Platte mit dem Finger ableitend berührt wird; dann wird der Goldstreifen im Electroscop nach dem Abheben der beiden Platten von einander — E besitzen und dadurch wieder anzeigen, daß die untere Platte von Messing in Berührung mit Zink negativ electrisch geworden ist. Berührt man aber

b) die obere Condensatorplatte mit einem Stückchen Platin, und die untere mit dem Finger ableitend, und verfährt man übrigens ganz so wie zuvor,

*) Wegen der leichten Veränderlichkeit mancher Metalle kann schon der Schweiß Abweichungen in dieser Art Erscheinungen zuwege bringen; daher ist es bei solchen Versuchen gut, kein Metall in unmittelbare Berührung mit unserer Haut kommen zu lassen, sondern es durch Zwischenlegung eines Stückchens reiner Leinwand, oder reinen Papiers, oder auch reinen Wassers vor jeder Beschmutzung zu schützen.

so wird der Goldstreifen im Electroscop — E anzeigen, woraus sich schließen läßt, daß Messing in Berührung mit Platin + E annimmt, und zu dem gleichen Resultate wird man auch geführt, wenn man die untere Platte mit dem Platin in Berührung bringt. Wiederholt man

c) dieselben Versuche, aber so, daß man das Stückchen Zink oder Platin unter Zwischenlegung eines Stückchens reiner Leinwand oder reinen Papiers an die Messingplatte andrückt, so wird der Goldblattstreifen im Electroscop in keinem Falle eine in den Condensator gekommene Electricität anzeigen.

B. An demselben Condensator lassen sich Versuche dieser Art noch in einer andern Weise anstellen, wodurch das Metall, woraus die Condensatorplatten bestehen, so zu sagen, eliminirt wird. Zu diesem Ende bringt man die beiden zuvor gebrauchten Zink- und Platinstreifen durch Nieten, Löthen oder Klemmen in metallische Verbindung mit einander und legt auf die obere Condensatorplatte ein Stückchen Leinwand oder Papier. Hält man nun unter Zwischenlegung eines Streifchens Leinwand oder Papier das Zink dieser Verbindung zwischen den Fingern, und drückt das Platin derselben gegen das auf der obern Platte liegende Stückchen Leinwand oder Papier mäßig stark an, während man die untere Platte ableitend berührt, so wird der Goldstreifen im Electroscop nach der Trennung beider Platten von einander + E anzeigen und zwar stärker als zuvor, wo die Messingplatte mit dem Zinke allein in Berührung kam; ein Zeichen, daß Platin in Berührung mit Zink stärker negativ electrisch wird, als Messing in Berührung mit Zink. Kehrt man die Zink-Platinverbindung um, und hält das Platin zwischen Leinwand oder Papier mit den Fingern, berührt hierauf das auf der obern Platte liegende Stückchen Leinwand oder Papier mit dem Zinke, während die untere Platte ableitend berührt wird, so wird der Goldstreifen im Electroscop nach Entfernung der obern Platte — E, fühlbar von der gleichen Stärke wie so eben die + E war, anzeigen, zum Beweise daß Zink in Berührung mit Platin eben so starke + E erhält, wie das Platin in Berührung mit Zink — E annimmt.

C. Hat man einen Condensator aus Platten von verschiedenen Metallen, wir nehmen an, die eine Platte sei aus Zink, die andere aus Kupfer, so läßt sich Volta's Fundamentalversuch in folgender Art anstellen. Man nehme irgend einen dünnen Metalldrath und bringe mit ihm die obere und untere Platte des Condensators in leitende Verbindung, wobei es gleichgültig ist, ob man während der Verbindung den Drath isolirt sein läßt oder nicht, so wird der Goldstreifen im Electroscop stets — E in der Kupferplatte und + E in der Zinkplatte anzeigen. Diese Versuchsweise ist noch einer inter-

essanten Abänderung fähig. Sie gelingt nämlich schon ehe die Condensatorplatten mit einer Firnißschicht überzogen worden sind und zwar dann, ohne daß man die Platten mittelst eines Drathes in leitende Verbindung mit einander zu versetzen nöthig hätte. So wie die ungefirnißten Platten auf einander liegen und die obere recht parallel mit sich selber (damit kein Uebergang der Electricität aus der einen Platte in die andere statt habe) von der untern entfernt wird, zeigt das Electroscop das Dasein von Electricität in der so eben angegebenen Weise an. Hier tritt die Electricitätserzeugung an den wenigen Punkten auf, in welchen die beiden Platten einander wahrhaft berühren, an allen übrigen Stellen der beiden Platten findet Condensation der aus den wenigen Punkten in den beiden Platten überfließenden Electricität statt. Bei dieser Art, den Versuch anzustellen, geschieht von innen, was bei der vorigen Art von außen geschah, und die Firnißschicht ist hier überflüssig, weil zwischen den sich nicht berührenden Stellen eine Luftschicht liegt, und an den einander wahrhaft berührenden Punkten in Folge der hier sich geltend machenden Erzeugung kein Rückgang der Electricität aus der einen Platte in die andere geschehen kann.

§. 92. Aus den Versuchen des vorigen Paragraphs hervorgehende allgemeine Resultate.

Volta, ergriffen von dem wissenschaftlichen Werthe seines Fundamentalversuches nicht nur für die Begründung des galvanischen Experimentes, sondern auch für die Erkenntniß anderer aus derselben Quelle herstammenden Erscheinungen, wurde ihn zu wiederholen nicht müde und ließ dabei noch andere Metalle als Zink und Platin und sogar nicht-metallische Körper eingehen. So gelangte der Entdecker der Berührungselectricität durch eine eben so meisterhafte wie mühevolle Arbeit zu den folgenden allgemeinen Resultaten:

1) Es giebt Leiter, welche im Augenblicke ihrer Berührung aus einem zuvor unelectrischen Zustand in einen different-electrischen übergehen. Solche Leiter nannte er Erreger, wofür wir in der Folge auch den Namen differente Leiter gebrauchen werden. Die auf den beiden sich berührenden Erregern auftretende electrische Differenz wird Spannung genannt. Erreger scheinen alle chemisch einseitigen Körper zu sein, und eine um so größere Spannung zu geben, je verschiedener sie in ihrem chemischen Verhalten zu einander sind. Besonders zeichnen sich die Metalle als Erreger aus; doch sind auch Säuren, Kalien, Braunstein, Graphit, Kohle und andere Körper unter sie zu zählen.

2) Es giebt aber auch Leiter, welche in ihrer Berührung mit andern keine electrische Verschiedenheit fordern, diese mögen indifferente Leiter heißen. Dahin gehören reines Wasser, Leinwand, Papier und, wie es scheint, alle chemisch völlig neutralen Körper, in so ferne ihre Berührung mit andern Körpern keinen chemischen Effect erzeugt.

3) Die durch Berührung an den Körpern erzeugte Electricität ist für sich zu schwach, um am Electroscop, selbst dem Bohnenberger'schen, wahrgenommen werden zu können; sie läßt sich nur unter Zwischenwirkung des Condensators vor unsere Sinne bringen, auf eine der in §. 91. unter A., B. und C. beschriebenen Arten.

4) Jedes Erregerpaar liefert eine Electricität von bestimmter Stärke, die jedoch mit der chemischen Differenz der sich berührenden Leiter veränderlich und oft so schwach ist, daß sie auf dem gewöhnlichen Wege nicht mehr sichtbar gemacht werden kann, sondern eine noch größere Verstärkung verlangt, als der einzelne Condensator sie zu geben vermag, wie man sie z. B. durch einen zweiten Condensator erhält, an dessen Platten man wiederholt die auf die ursprüngliche Weise geladenen Platten des ersten Condensators stets in derselben Ordnung überträgt, um so nach und nach im zweiten Condensator die Electricität fort und fort stärker als im ersten werden zu lassen, bis sie sich zuletzt am Electroscop deutlich genug zu erkennen giebt.

5) Aus Versuchen, wie sie in C. angestellt worden sind, wo die Spannung zwischen Zink und Kupfer stets die gleiche bleibt, durch welchen Metalldrath man auch die beiden Platten mit einander verbinden mag, und durch die in B. beschriebenen Versuche, wo man stets denselben Erfolg erhält, wenn man auch anstatt der Zink-Platinvereinigung eine andere nimmt, wo der Zink nicht unmittelbar mit dem Platin, sondern mittelbar durch einen oder mehrere andere zwischenliegende Erreger so verbunden ist, daß immer der folgende den vorhergehenden unmittelbar berührt, zog Volta den Schluß, daß bei so verbundenen Erregern die Summe der Spannungen zwischen je zwei sich berührenden Körpern immer der Spannung gleich ist, welche die äußersten Glieder der Reihen zeigen, wenn diese allein mit einander in Berührung gebracht werden. Diesen Satz wollen wir den ersten Theil des Spannungsgesetzes nennen; man hat aber bei seinem Gebrauche positive und negative Spannungen von einander zu unterscheiden. Wir fassen in einer Reihe von sich berührenden Erregern eine Spannung zwischen zwei auf einander folgenden Theilen in der Richtung vom ersten zum letzten genommen als positiv auf, wenn der folgende Theil positiver als der vorhergehende ist, und als negativ, wenn der vorhergehende Theil positiver als der folgende ist, woraus so-

gleich hervorgeht, daß eine Spannung mit der Richtung, in der sie aufgefaßt wird, gleichzeitig ihr Vorzeichen ändert. Man versteht unter Spannungsreihe eine solche Anordnung der Erreger, wobei der folgende mit dem vorhergehenden stets entweder eine positive oder eine negative Spannung eingeht, wenn sie mit einander in Berührung kommen.

6) Aus diesem ersten Theile des Spannungsgesetzes scheinen solche Erreger herauszutreten, welche einer Verbindung mit indifferenten Leitern fähig sind. Es hat sich durch Versuche noch nicht mit voller Sicherheit herausgestellt, ob Säuren und Alkalien, wenn sie in concentrirtem Zustande Leiter sind, sich mit andern Erregern unter das Spannungsgesetz stellen, wiewohl es wahrscheinlich ist; aber sicher ist es, daß solche Körper, wenn sie in Wasser auflösbar sind, in ihren verschiedenen Graden der Verdünnung nicht mehr diesem Gesetze unterthan sind, sie scheinen sich zum Theile wie differente Leiter, und zum andern Theile wie indifferente Leiter zu verhalten.

An die bisher besprochenen Volta'schen Fundamentalversuche lassen sich noch andere Betrachtungen anknüpfen, wodurch eine viel klarere Einsicht in die Natur der Berührungselectricität gewonnen wird. Erwägt man nämlich, daß sich in jenen Fundamentalversuchen die durch Berührung erzeugte Electricität im Condensator verdichten muß, um zur Wahrnehmung gelangen zu können, so wird man zu dem Schlusse hingeführt, daß die durch Berührung erzeugte Electricität in die Platte, woran sie erzeugt wird, in sehr beträchtlicher Menge übergeht, welche die Menge gar viele Male übertrifft, welche in dieselbe Platte gelangen würde, wenn sie außer Verbindung mit der zweiten Platte des Condensators geblieben wäre. Nun aber gehen die im vorigen Paragraph unter A. beschriebenen Versuche gleich gut von statten, wie kleine Stückchen Zink und Platin man auch zur Berührung der Condensatorplatten gebrauche; die unter B. aus wie kleinen Stückchen Zink und Platin die dort gebrauchte Verbindung dieser beiden Metalle zusammengesetzt worden sei; und die unter C. wie kurz und dünn auch der die verschiedenartigen Condensatorplatten verbindende Drath genommen werden mag. Es gelingen jedoch die unter A. aufgeführten Versuche nicht, wenn die Berührung der Condensatorplatten mit dem Zink- oder Platinstückchen in der Art geschieht, daß diese Stückchen während der Berührung isolirt sind, und eben so wenig gelingen die unter B. aufgeführten Versuche, wenn, während ein Theil der Zink-Platin-Verbindung das auf der Condensatorplatte liegende Stückchen Leinwand oder Papier berührt, der andere Theil derselben Verbindung isolirt erhalten wird, in beiden Fällen zeigt das Electroscop nicht eine Spur von Electricität; der unter C. aufgeführte erste Versuch gelingt jedoch gleich gut, der beide Platten vereinigende Drath mag in leitender Verbindung mit dem Erdboden sein, oder diese Vereinigung mag unter Umständen geschehen, wobei der vereinigende

Drath stets isolirt erhalten wird, wie wenn man z. B. an seine beiden Enden Harzstängelchen aufkittet und diese in der Hand haltend mit ihm die Vereinigung bewerkstelligt.

Die hier beigefügten Thatsachen scheinen sich beim ersten Blick denen des vorigen Paragraphs feindlich gegenüber zu stellen; beide vereinigen sich jedoch zu einem harmonischen, alle Merkmale der reinen Natürlichkeit in sich tragenden Ganzen mit einander, wenn wir die Sache von den folgenden Gesichtspunkten aus nehmen.

a) In der Berührung differenter Leiter werden an der Berührungsstelle die in den unelectrischen Körpern noch verbundenen und sich neutralisirenden Electricitäten aus einander gezogen, und je nach der Natur der beiden sich berührenden Körper wird das — E in den einen, das + E in den andern in stets unveränderlicher Weise übergeführt, wodurch beide Körper verschieden electrisch werden und den Zustand annehmen, welcher durch das Wort Spannung bezeichnet worden ist.

b) Es ist eine nothwendige Folge von der Art, wie wir uns im unelectrischen Körper die beiden entgegengesetzten Electricitäten mit einander verbunden denken müssen, um uns dessen völlige Wirkungslosigkeit zu erklären, daß die im Acte der Berührung hervorgerufenen entgegengesetzten Electricitäten in jedem Augenblicke ihrer Menge nach eine völlige Gleichheit einhalten müssen, daß also fortwährend in dem einen der beiden sich berührenden Körper eben so viel von der einen Electricität, wie in dem andern Körper von der andern Electricität übergeführt werde; damit aber ist keineswegs gesagt, daß sich in dem einen Körper eben so starke + E wie in dem andern — E zeigen müsse. Da nämlich, wo die in beide Körper durch den Act der Berührung eingegangenen entgegengesetzten Electricitäten an einer andern Stelle wieder aus ihnen entweichen können, hängt es offenbar von der größern oder geringern Leichtigkeit ab, womit diese Entweichung in dem einen und dem andern Körper geschehen kann, in welchen Verhältnissen die + E im einen, die — E im andern sich ansammeln werde; aber selbst wo die in jene beiden Körper eingegangenen Electricitäten nicht wieder aus ihnen entweichen können und man deßhalb einräumen muß, daß die beiden sich berührenden Körper in derselben Zeit stets gleiche Mengen von entgegengesetzter Electricität in sich enthalten, geben diese deßhalb doch nicht in den beiden Körpern Electricität von einerlei Stärke her, wenn nicht auch die Räume, worüber sie sich verbreiten, in beiden die gleichen sind; denn die Stärke einer und derselben Electricitätsmenge ist den Räumen, worüber sie sich verbreitet, umgekehrt proportional.

c) Da nach dem in b) Gesagten die Intensität, womit sich die Berührungselectricität über die einzelnen Theile verbreitet, von der zufälligen Größe und von der eben so zufälligen Ableitungsfähigkeit der einzelnen Theile abhängig ist, so ist damit eine große Veränderlichkeit in den electrischen Zustän-

den von zwei sich berührenden Erregern gegeben, und deßhalb ein Gesetz erforderlich, unter das sich alle diese mannigfaltigen electrischen Zustände stellen. Die Gesammtheit aller bis hierher aufgeführten Erfahrungen nun verlangt, daß man sich als Resultat der Berührungselectricität weder einen bestimmten electrischen Zustand in dem einen noch in dem andern Theile zu denken habe, denn diese Zustände sind einem beständigen von äußern Umständen abhängigen Wechsel unterworfen; man hat das Wesen der Spannung einzig und allein darin zu suchen, daß differente Leiter während ihrer Berührung einen bestimmten und unabänderlichen Unterschied in der Intensität ihrer electrischen Zustände verlangen und auch unter allen Umständen behaupten. Diese alleinige aber unbedingte Forderung der Spannungen an die electrische Beschaffenheit der sich berührenden Körper mag der zweite Theil des Spannungsgesetzes heißen. Allen bisherigen Beobachtungen zufolge steht dieser electrische Unterschied, den zwei sich berührende Erreger in jedem einzelnen Falle einhalten, in einer einzigen Beziehung zu der innern (chemischen) Verschiedenheit der in Berührung stehenden Körper. Bei der Bestimmung des electrischen Unterschieds in den Intensitäten zweier Erreger während ihrer Berührung hat man jedoch die Intensität wie eine positive oder negative Zahl anzusehen, je nachdem sie einer positiven oder negativen Electricität angehört, woraus auf's Neue folgt, daß man die Spannung als eine positive oder negative Zahl auffinden wird, je nachdem man bei ihrer Bestimmung von dem einen Körper zum andern oder von diesem zu jenem übergeht.

Die von a) bis c) niedergelegten Ansichten von dem eigentlichen Wesen der Berührungselectricität zu Grunde legend, ist es nun leicht, alle bisher mitgetheilten galvanischen Erscheinungen nicht nur einfach zu erklären, sondern auch mit Zuziehung einiger aus der Erfahrung zu schöpfender Angaben völlig sicher vorauszusagen, wie ich in Bezug auf obige Beispiele zeigen werde.

Bezüglich der im vorigen Paragraph unter A. aufgeführten Versuche läßt sich aus a) entnehmen, daß da, wo Zink die eine Messingplatte berührt, stets gleich viel von der einen Electricität in das Zink und von der andern in das Messing überfließt, aus dem Versuche selber aber geht hervor, daß $+E$ im Zink, $-E$ im Messing erzeugt wird, und aus c) folgt, daß, wie auch der electrische Zustand x im Zinke sein mag, der im Messing $x - a$ werden muß, dem zweiten Theile des Spannungsgesetzes gemäß, wenn a die Größe der Spannung zwischen Zink und Messing vorstellt. In dem Falle nun, wo während der Berührung das Zink alle in ihn hineingeschaffte Electricität immer wieder verliert, wie bei den Versuchen A. geschieht, und also immer $x = 0$ ist, wird die Stärke der Electricität im Messing $- a$. Diese freie Electricität aber fließt zum großen Theil in die Condensatorplatte ab und wird hier gebunden, so daß dann die an der Berührungsstelle im Messing befind-

liche Electricität nicht mehr von der Stärke — a ist, sonach die ganze Spannung noch nicht vorhanden ist; daher geht die Erzeugung von gleich viel + E im Zinke und — E im Messing von Neuem vor sich, erstere wird wieder zur Erde abgeleitet, letztere tritt in die Messingplatte über und wird hier theilweise gebunden.

Dieser Prozeß: Erzeugung von gleich viel + E im Zink und — E im Messing, Uebergang der + E in die Erde und Gebundenwerden eines Theils der — E in der Condensatorplatte dauert so lange fort, bis die freie Electricität in der Messingplatte die Stärke — a erlangt und damit auch die Electricitätserzeugung an der Berührungsstelle ihr Ende erreicht hat. An dieser Grenze nun ist die gesammte, in die Condensatorplatte übergegangene Electricität der im §. 86. mitgetheilten Gleichung (1.) zur Folge $- a \cdot \frac{1}{1-n^2}$, mithin so vielmal verstärkt, als die Zahl $\frac{1}{1-n^2}$ anzeigt. In der andern Condensatorplatte ist den dortigen Betrachtungen gemäß Electricität von der Stärke $+ a \cdot \frac{n}{1-n^2}$, sonach stets die entgegengesetzte von der vorigen vorhanden, und diese ist in Condensatoren, wo n sehr nahe 1 ist, merklich von der gleichen Stärke wie die vorige. In dem Falle, hingegen wo das Zinkstück, während es die Messingplatte berührt, isolirt gehalten ist, fließen zwar auch wieder gleiche Mengen von + E und — E in das Zink und Messing über; da aber jetzt die + E im Zinke diesen nicht verlassen kann, und die — E im Messing zwar größtentheils gebunden wird, aber doch nie in + E sich verwandeln kann, so ist der Electricitätserzeugung an der Berührungsstelle dadurch eine Grenze gesetzt, daß die Stärke der + E im Zinke die Größe + a nie ganz erreichen kann. Da nun dem in b) Gesagten gemäß die Menge negativer Electricität, welche in die Messingplatte überfließt, stets der Menge positiver Electricität, welche in das Zinkstück übergeht, völlig gleich ist, so kann, wenn die Messingplatte größer ist, als das sie berührende Zinkstück, diese Menge in der Platte, auch wenn nichts von derselben gebunden wird, die Stärke — a nicht erreichen, da die Stärken gleicher Mengen, den Räumen, über welche sie sich verbreiten, umgekehrt proportional sind; es kann sich folglich diese Electricität am Electroscop noch weniger zu erkennen geben als ohne Condensator, wie denn auch in der That bei den so angestellten Versuchen nie Electricität gefunden wird. Nur wenn das Zinkstück viele hundert Male größer als die Messingplatte ist, kann die Electricität in dieser mittelst des Condensators hinreichend verstärkt werden, um sich am Electroscop nachweisen zu lassen, was wirklich durch die Erfahrung bestätigt wird. — Was hier vom Zinke in Berührung mit der Messingplatte gesagt worden ist, gilt eben so auch von der Berührung des Platins mit der Messingplatte. Aus

den Versuchen A. geht hervor, daß die Messingplatte in Berührung mit Platin positiv electrisch wird; bezeichnen wir daher die Spannung zwischen Platin und Messing durch a′, wonach die Stärke der Electricität im Messing um a′ positiver als im Platin ist, so kann die Messingplatte, welche berührt wird, durch Condensation die Stärke $a' \cdot \frac{1}{1-n^2}$ erlangen, und in der andern Messingplatte wird durch Bindung die entgegengesetzte Electricität von fühlbar gleicher Stärke sich ansammeln, wenn dafür gesorgt ist, daß aus dem Platin fort und fort alle Electricität entweichen kann; wenn aber das Platin während der Berührung isolirt ist, so wird sich keine Electricität im Condensator ansammeln können, und daher auch keine am Electroscope nachweisen lassen. — Bezüglich der im vorigen Paragraph unter B. beschriebenen Versuche ergiebt sich aus dem ersten Theil des Spannungsgesetzes, daß da die electrische Differenz zwischen Zink und Messing — a, die zwischen Messing und Platin — a′ ist, die zwischen Zink und dem es berührenden Platin — (a + a′), also die zwischen Platin und dem es berührendem Zinke a + a′ sein müsse. Da nun in den Versuchen B. Zink und Platin mit einander in Berührung gebracht werden, und eines von diesen beiden Metallen in Berührung mit einem auf der Condensatorplatte liegenden indifferenten Leiter kommt, der von einem ihn berührenden Leiter so lange Electricität aufnimmt, oder an denselben so lange Electricität abgiebt, bis beide Electricität von der gleichen Stärke angenommen haben, weil der indifferente Leiter mit keinem andern Leiter, dieser mag ein indifferenter oder ein differenter sein, eine Spannung eingeht, so sieht man ein, daß wenn in der Zink-Platinverbindung das Platin mit dem Erdboden in blos ableitende Verbindung gesetzt und dadurch die Stärke der Electricität im Platin stets auf 0 erhalten wird, die Electricitätsentwickelung an der Berührungsstelle sich so lange fortsetzen werde, bis im Zinke und dem indifferenten Leiter Electricität von der Stärke a + a′ in bleibender Weise zu Stande gekommen ist, welches nur dann der Fall sein wird, wenn die freie Electricität in der Condensatorplatte ebenfalls die Stärke a + a′ erlangt hat, und in Folge diese Platte durch Condensation Electricität von der Stärke $(a + a') \frac{1}{1-n^2}$ aufzuweisen vermag, welche augenfällig größer ist, als eine von denen, welche Zink oder Platin für sich in Berührung mit Messing geben kann. Wird hingegen das Zink von der Zink-Platinverbindung mit der Erde in blos ableitende Verbindung gesetzt, so findet die Electricitätsentwickelung an der Berührungsstelle nicht eher eine Grenze, bis im Platin und dem von ihm berührten indifferenten Leiter Electricität von der Stärke — (a + a′) bleibend sich geltend macht, wozu erfordert wird, daß die freie Electricität in der Condensatorplatte, worauf der indifferente Leiter liegt, ebenfalls die Stärke

— (a + a') erlangt hat, und dann in Folge der Condensation in dieser Platte Electricität von der Stärke — (a + a') $\frac{1}{1-n^2}$ sich am Electroscop nachweisen läßt. Ist bei diesem Versuche der vom Condensator entferntere Theil der Zink-Platinverbindung nicht mit dem Erdboden in ableitende Verbindung gesetzt, sondern isolirt, so kann sich in den Condensator nicht mehr Electricität als in diesen Theil, beide von entgegengesetzter Art, ziehen und diese reicht nicht hin, diese Electricität mittelst des Condensators am Electroscop bemerklich zu machen, es sei denn, daß jener Theil an Größe den andern Theil im Vereine mit der Condensatorplatte viele hundert Male übertrifft.

Was endlich die im vorigen Paragraph unter C. mitgetheilten Versuche betrifft, so unterscheiden sich diese von denen in A. und B. vorgekommenen insbesondere dadurch, daß in jenen nicht wie in diesen die freie Electricität in einer von den beiden Condensatorplatten als 0 angenommen werden darf, man müßte denn der Versuchsweise noch andere Beschränkungen vorschreiben wollen; darum können wir hier, um den Einfluß des Condensators auf die Erscheinung zu bestimmen, nicht mehr wie bisher die im §. 86. mitgetheilte Gleichung (1.), welche voraussetzt, daß die freie Electricität in einer der beiden Condensatorplatten Null sei, benützen, sondern wir müssen zu den dortigen Gleichungen (2.) oder (3.) unsere Zuflucht nehmen, wobei wir immer die (3.) nehmen dürfen, weil galvanische Fundamentalversuche, wenn sie gelingen sollen, immer einen guten Condensator voraussetzen, in welchem n sehr nahe 1 ist. Diese Gleichungen (3.) aber geben zu erkennen, daß wenn die Differenz der freien Electricitäten in den beiden Condensatorplatten d genannt wird, die durch Condensation zu erlangende verstärkte Wirkung dieser Platten auf das Electroscop sein werde $d \cdot \frac{1}{1-n^2}$, wobei freilich der Werth d zunächst noch als unbekannt anzusehen ist. Um diesen kennen zu lernen, wollen wir uns die beiden Platten des Condensators, von welchen in den Versuchen C. die eine aus Kupfer, die andere aus Zink besteht, durch einen Drath aus irgend einem Metalle, das weder Zink noch Kupfer zu sein braucht, wie immer vereinigt vorstellen, und die dadurch im Drathe hervorgerufene Stärke der Electricität durch x bezeichnen, so ist, wenn α die Spannung zwischen dem Drathe und dem Kupfer bezeichnet, $x - \alpha$ die Stärke der in der Kupferplatte vorhandenen freien Electricität, und α ist als eine positive oder negative Zahl einzuführen, je nachdem der Drath durch Berührung mit dem Kupfer positiver oder negativer als dieses wird. Eben so ist, wenn die Spannung zwischen dem Drathe und dem Zink durch β vorgestellt wird, $x + \beta$ die Stärke der in der Zinkplatte vorhandenen freien Electricität, wobei man für β die positive oder negative Zahl zu nehmen hat, je nachdem Zink in Berührung mit dem Drathe positiver oder negativer als dieser wird. Da nun die freie Electricität im Kupfer $x - \alpha$, im Zink

x + β ist, so wird die electrische Differenz zwischen Zink und Kupfer $\alpha + \beta$ und ist also unter allen Umständen völlig unabhängig von dem electrischen Zustande x des die beiden Condensatorplatten vereinigenden Drathes; es ist also immer $d = \alpha + \beta$. Ferner ist dem ersten Theile des Spannungsgesetzes zur Folge $\alpha + \beta$ immer, aus welchem Metalle auch der beide Platten vereinigende Drath genommen sein mag, der Spannung zwischen Kupfer und Zink gleich; folglich hat man sich unter d immer die Spannung zwischen Kupfer und Zink zu denken, und zwar als positive oder negative Zahl, je nachdem $\alpha + \beta$ einen positiven oder negativen Werth annimmt. Es laden sich demnach die beiden Condensatorplatten bei den Versuchen C. gerade so wie bei den Versuchen B., wenn statt der dortigen Platin-Zinkverbindung eine Verbindung aus Kupfer und Zink genommen wird.

§. 93. Bestimmung der Menge von Electricität, welche unter gegebenen Umständen durch einen Leiter hindurchzieht.

Electricität, welche in einem Leiter zur Ruhe gekommen ist, sammelt sich ausschließlich an dessen äußerer Oberfläche an, wie schon vor der Entdeckung des Galvanismus durch mehrfache Versuche älterer Physiker dargethan worden ist; in Bewegung befindliche Electricität aber durchdringt das Innere der Leiter eben so gut, wie sie sich längs deren Oberfläche hinzieht. Es ist für den Galvanismus eine Frage von der höchsten Wichtigkeit, nach welchen Gesetzen die bewegte Electricität einen Leiter durchdringt, daher wir ihr die nöthige Aufmerksamkeit schenken wollen.

Wir finden im Allgemeinen, daß zwei gleich große kugelförmige electrische Leiter bei der Berührung einander nur dann Electricität nehmen und geben, wenn die Electricität in beiden entweder von verschiedener Art oder doch von verschiedener Stärke ist, daß aber kein Electricitätsübergang zwischen beiden durch deren Berührung eingeleitet wird, wenn sie Electricität von derselben Art und Stärke in sich tragen. In beiden Fällen zeigen die gleichgestalteten Leiter nach der Trennung Electricität von derselben Stärke, jedoch mit dem Unterschiede, daß in letzterm Falle diese Stärke nach ihrer Trennung der gleich ist, welche sie vor ihrer Berührung hatten, im ersten Falle dagegen ist diese Stärke nach ihrer Trennung eine andere als sie vor der Berührung in jedem der beiden Leiter war. Hieraus schließen wir, daß der Electricitätsübergang von einem electrischen Körper in einen anderen, diesem der Form und Größe nach ganz gleichen von dem Unterschiede der electrischen Stärken in beiden abhängig sei, dergestalt, daß jener Uebergang mit diesem Unterschiede gleichzeitig verschwindet. Tragen wir diesen Satz auf die einzelnen zunächst bei einander liegenden Molecüle eines Leiters über, so können wir sogar be-

haupten, daß der Electricitätsübergang zwischen beiden dem Unterschiede ihrer electrischen Stärken proportional sei, nach Aussage des Taylor'schen Satzes, weil der electrische Unterschied zwischen zwei zunächst bei einander liegenden Molecülen immer nur ein unendlich kleiner sein kann.

Denken wir uns einen homogenen Leiter in der Form eines senkrechten Prisma's unter solchen Umständen, daß alle Molecüle, welche in einer mit seinen Grundflächen parallelen Ebene liegen, stets Electricität von der gleichen Stärke annehmen müssen, so kann ein Electricitätsübergang nur längs der Axe dieses Prisma's stattfinden, dessen Größe bei zwei zunächst bei einander liegenden Schichten dem in ihnen vorhandenen electrischen Unterschied, und der Anzahl der in jeder Schicht liegenden Molecüle, d. h. der Größe dieser Schichten proportional ist. Bezeichnet ω die an allen Stellen eines solchen Leiters gleiche Größe seines Querschnitts, $\varDelta$ die stets in der gleichen Richtung aufgefaßte electrische Differenz zwischen zweien seiner zunächst bei einander liegenden Schichten, welche Differenz an seinen verschiedenen Stellen einen verschiedenen Werth haben kann, so ist der Electricitätsübergang von einer dieser Schichten zur andern während einer constanten und so kleinen Zeit, daß man im Laufe derselben die electrischen Zustände des Leiters allerwärts als nicht merklich sich ändernd ansehen kann, dem Produkte $\omega\varDelta$ proportional. Da nun ω in einem prismatischen Leiter, wie wir ihn vorausgesetzt haben, an allen Stellen einen und denselben Werth behält, so ist offenbar der Uebergang von Schicht zu Schicht im ganzen Umfange dieses Leiters überall der gleiche, wenn $\varDelta$, d. h. der electrische Unterschied von einer Schicht zur nächsten überall der gleiche ist, und die electrischen Zustände an den Enden dieses Leiters aus irgend Ursachen keinerlei Veränderung erleiden. Bei der hier supponirten Vertheilungsweise der Electricität im Leiter nimmt dieser einen ganz besondern Zustand an, der in Folgendem besteht. Faßt man nämlich im Innern dieses Leiters irgend eine Schicht in's Auge, so erhält diese in jedem Augenblicke von der einen Seite aus der ihr hier nächst anliegenden Schicht eben so viel Electricität, als sie selbst an die ihr auf der andern Seite nächst liegende Schicht abgiebt, so daß in jedem Augenblicke jede innere Schicht Electricität von einer unveränderlichen Stärke in sich trägt; erhält sich daher aus irgend Ursachen auch die Electricität in den Grenzschichten stets in einer und derselben Stärke, so hat man einen Leiter vor sich, dessen electrische Zustände zu jeder Zeit an einer und derselben Stelle stets die gleichen bleiben. Gleichwohl durchzieht diesen Leiter, wenn nicht $\varDelta = 0$ ist, fortwährend Electricität in der gleichen Weise, ohne aber deßhalb den electrischen Zustand des Leiters an einer seiner Stellen abzuändern; wir wollen diesen Zustand eines Leiters, wobei derselbe äußerlich keine wahrnehmbare Aenderung erleidet, während doch in seinem Innern fort und fort Veränderungen vorfallen, seinen **bleibenden** nennen. Man kann sich durch sehr einfache Betrachtungen leicht zu der allge-

meinen Einsicht erheben, daß jeglicher Zustand der Electricitätsbewegung innerhalb eines Körpers oder eines Vereins von Körpern zuletzt in den bleibenden Zustand übergehen muß, wenn die Electricität nicht in einen Ruhezustand gelangen kann, und wir werden sogleich sehen, daß die Spannungen Ursache werden können, um unter Umständen einen Ruhezustand der Electricität unmöglich zu machen, in welchem Falle dann nothwendig jener bleibende und als solcher nach außen hin unveränderliche Zustand zuletzt eintritt. Dabei lehrt uns die Erfahrung, daß sich der bleibende Zustand innerhalb mäßig guter Leiter (von den Metallen bis zu dem reinen Wasser herab) aus jeglichem diesem vorangehenden veränderlichen Zustande innerhalb einer nicht meßbaren kleinen Zeit emporarbeitet, und darum der einzige von uns wahrnehmbare ist, so daß er da, wo nicht schlechte Leiter in's Spiel kommen, allein eine praktische Bedeutung hat.

Wir wollen nun diesen bleibenden Zustand in einem prismatischen Leiter, wie wir uns ihn vorhin vorgestellt haben, näher zu bestimmen suchen. Da $\varDelta$ (die in derselben Richtung genommene electrische Differenz zwischen je zwei zunächst bei einander liegenden Schichten) seiner ganzen Länge nach stets denselben Werth behält, so enthält die electrische Differenz zwischen zwei nicht zunächst bei einander liegenden Schichten offenbar den Werth $\varDelta$ so oft in sich, als zwischen diesen beiden Schichten nächste Schichtenpaare liegen; stellt also n die Anzahl aller im Leiter von seinem Anfange bis zu seinem Ende liegenden nächsten Schichtenpaare vor, und bezeichnen wir durch d die in der gleichen Richtung genommene electrische Differenz zwischen dem Anfange und dem Ende des Leiters, so ist $d = n\varDelta$; stellt ferner δ den Abstand zweier zunächst bei einander liegenden Schichten, und l die Länge des ganzen Leiters vor, so ist $l = n\delta$; eliminirt man aber aus diesen beiden Gleichungen die Größe n, so findet man $d\delta = \varDelta l$, woraus sich $\varDelta = \frac{d}{l}\,\delta$ ergiebt; man kann also die electrische Differenz zwischen zwei zunächst neben einander liegenden Schichten eines prismatischen Leiters im bleibenden Zustande aus seiner Länge und dem an seinen beiden Enden auftretenden electrischen Unterschied berechnen, wenn man den Abstand zweier zunächst bei einander liegenden Schichten dieses Leiters kennt.

Auf gleiche Weise ist, wenn V die electrische Differenz zwischen dem Anfange des Leiters und einer Schicht bedeutet, zwischen der und dem Anfange m auf einander folgende Schichtenpaare liegen, $V = m\varDelta$ und außerdem, wenn x den Abstand der hervorgehobenen Schicht vom Anfange des Leiters längs dessen Axe vorstellt, $x = m\delta$; aus diesen beiden Gleichungen aber ergiebt sich durch Elimination von m:

$$V\delta = x\varDelta \quad \text{oder} \quad V = x\,\frac{\varDelta}{\delta}$$

und diese Gleichung wird, weil $\frac{\varDelta}{\delta} = \frac{d}{l}$ ist:

$$V = x \frac{d}{l};$$

bezeichnet aber u die Intensität der Electricität in der hervorgehobenen Schicht und c die im Anfange des Leiters, so ist $V = u - c$, wodurch sich die vorige Gleichung verwandelt in:

$$u - c = x \frac{d}{l}, \qquad (1.)$$

wobei der electrische Unterschied zwischen zweien Schichten als eine Differenz zwischen der Stärke der Electricität in der folgenden und der in der vorhergehenden von den beiden hervorgehobenen Schichten aufgefaßt worden ist.

Die Menge der in einem solchen Leiter von einem Querschnitt zum andern überfließenden Electricität ist, wie wir vorhin gesehen haben, dem Produkte $\varDelta \omega$, oder wenn wir für $\varDelta$ seinen vorhin gefundenen Werth setzen, dem Produkte $\frac{d}{l} \omega \delta$ proportional, wofür wir auch, so lange wir es mit einem und demselben homogenen Leiter zu thun haben, in welchem δ ohne Zweifel nur einen und denselben Werth behält, einfach das Produkt $\frac{d}{l} \omega$ nehmen können; wenn wir aber successive Leiter von verschiedenem Stoffe in Betrachtung nehmen und die sie durchströmenden Electricitätsmengen mit einander vergleichen wollen, so genügt das Produkt $\frac{d}{l} \omega$ nicht mehr zu einem sichern Maß für diese Electricitätsmengen. In Leitern aus verschiedenen Stoffen nämlich dürfen wir weder den Abstand δ zweier nächster Schichten von einander, noch die Menge der in einer gleichen Flächengröße enthaltenen Molecüle als constant annehmen, und aus diesem doppelten Grunde dürfen wir nicht mehr die Menge der durch einen Querschnitt in Leitern aus verschiedenem Stoffe strömenden Electricität dem Produkte $\frac{d}{l} \omega$ einfach proportional setzen; vielmehr werden wir uns darauf gefaßt machen müssen, daß aus verschiedenem Stoffe zubereitete Leiter, auch wenn sie einerlei Querschnitt ω haben, und für $\frac{d}{l}$ denselben Quotienten liefern, in der unendlich kleinen constanten Zeit nicht dieselbe Electricitätsmenge durch jeden ihrer Querschnitte schicken werden.

Denken wir uns aber die Electricitätsmengen, welche prismatische Leiter aus verschiedenem Stoffe bei einerlei Werth von $\frac{d}{l} \omega$ in einer gegebenen Zeit durchlaufen, durch Versuche aufgefunden und durch Verhältnißzahlen aus-

gedrückt, so entspricht jedem Stoffe eine von diesen Verhältnißzahlen, die wir durch $\varkappa$ bezeichnen und das Leitungsvermögen dieses Stoffes nennen wollen, und diese Zahlen setzen uns in den Stand, Verhältnißzahlen für die einen prismatischen Leiter aus den verschiedenen Stoffen in der gegebenen Zeit durchströmenden Electricitätsmengen anzugeben. Nennen wir nämlich die Menge Electricität, welche einen dieser Leiter in der gegebenen Zeit durchläuft, die Größe des Stromes und bezeichnen wir sie durch S, so ist

$$S = \frac{d}{l} \omega \varkappa , \qquad (2.)$$

wenn man für d, l, ω und $\varkappa$ die diesem Leiter entsprechenden Größen nimmt, und als Einheit von S die Electricitätsmenge der Gleichung (2.) zu Grunde legt, welche in derselben Zeit einen Leiter durchlaufen würde, in welchem $d = 1$, $l = 1$, $\omega = 1$ und $\varkappa = 1$ oder wenigstens $\frac{d}{l} \omega \varkappa = 1$ wäre.

§. 94. Aufstellung zweier Gleichungen, wodurch der bleibende Zustand in jeder Verbindung von Leitern vollkommen bestimmt wird.

Denken wir uns eine in sich selbst zurücklaufende ringförmige Verbindung aus drei prismatischen Leitern, und nehmen wir an, daß der erste in Berührung mit dem zweiten in der Richtung vom ersten zum zweiten die Spannung a_1 giebt, der zweite in Berührung mit dem dritten in der Richtung vom zweiten zum dritten die Spannung a_2, der dritte in Berührung mit dem ersten in der Richtung vom dritten zum ersten die Spannung a_3; bezeichnen wir ferner die Länge des ersten Leiters durch l_1, seinen Querschnitt durch ω_1 und sein Leitungsvermögen durch $\varkappa_1$, die Länge, den Querschnitt und das Leitungsvermögen des zweiten Leiters durch l_2, ω_2 und $\varkappa_2$, die Länge, den Querschnitt und das Leitungsvermögen des dritten Leiters durch l_3, ω_3 und $\varkappa_3$; bezeichnen wir endlich die Stärke der Electricität am Anfang des ersten, zweiten und dritten Leiters durch c_1, c_2 und c_3, so wie durch d_1, d_2 und d_3 die electrischen Unterschiede zwischen dem Ende und dem Anfang im ersten, zweiten und dritten, so lassen sich die Gleichungen (1.) und (2.) auf jeden der drei Leiter in Anwendung bringen. Stellt nämlich x_1 die Entfernung irgend einer Schicht des ersten Leiters von seinem Anfange und u_1 die in dieser Schicht vorhandene Stärke der Electricität vor, x_2 die Entfernung irgend einer Schicht des zweiten Leiters von seinem Anfange und u_2 die Stärke der in dieser Schicht vorhandenen Electricität, x_3 die Entfernung irgend einer Schicht im dritten Leiter von seinem Anfange und u_3 die Stärke der Electricität in dieser Schicht, wobei man die Entfernungen stets in den Richtungen der Axen der prismatischen Leiter zu nehmen hat, so nimmt die Gleichung (1.) in Bezug auf diese drei Leiter die folgenden Formen an:

$$u_1 - c_1 = \frac{d_1}{l_1}\, x_1\,,\quad u_2 - c_2 = \frac{d_2}{l_2}\, x_2\,,\quad u_3 - c_3 = \frac{d_3}{l_3}\, x_3\;; \qquad (1.)$$

bezeichnet man ferner die Größen des Stroms im ersten, zweiten und dritten Leiter durch S_1, S_2 und S_3, so giebt die Gleichung (2.) §. 93. in Bezug auf diese drei Leiter:

$$S_1 = \frac{d_1}{l_1}\,\omega_1 \varkappa_1\,,\quad S_2 = \frac{d_2}{l_2}\,\omega_2 \varkappa_2\,,\quad S_3 = \frac{d_3}{l_3}\,\omega_3 \varkappa_3\ {}^{*)}. \qquad (2.)$$

Setzt man in der ersten der Gleichungen (1.) $x_1 = l_1$, so wird durch u_1 die Stärke der Electricität am Ende dieses ersten Theils gegeben, sie ist $c_1 + d_1$, wie schon an sich klar ist, eben so findet man die Stärken der Electricität am Ende des zweiten und dritten Theils $c_2 + d_2$ und $c_3 + d_3$. Zufolge der Spannungen ist aber:

$$c_1 + d_1 + a_1 = c_2\,,\quad c_2 + d_2 + a_2 = c_3\,,\quad c_3 + d_3 + a_3 = c_1\,, \qquad (3.)$$

und die Summe dieser Gleichungen zeigt, daß

$$d_1 + d_2 + d_3 + a_1 + a_2 + a_3 = 0 \qquad (4.)$$

ist.

Was die Gleichungen (2.) betrifft, so ist leicht einzusehen, daß im bleibenden Zustande unserer Verbindung der drei Leiter die Stromesstärken S_1, S_2, S_3 in jedem Leiter sämmtlich einander gleich sein müssen; denn wenn der eine Leiter nicht gerade eben so viel Electricität gegen den folgenden hinschaffte, als von diesem wieder weggeschafft wird, so würde in der Nähe der Berührungsstelle zwischen beiden eine Anhäufung von Electricität statt finden, die mit dem bleibenden Zustande unverträglich ist. Stellt nun S die in allen diesen Theilen gleiche Stromesgröße vor, wie sie im bleibenden Zustande der Verbindung sich gestaltet hat, so geben die Gleichungen (2.) für diesen Fall:

$$S = \frac{d_1}{l_1}\,\omega_1 \varkappa_1\,,\quad S = \frac{d_2}{l_2}\,\omega_2 \varkappa_2\,,\quad S = \frac{d_3}{l_3}\,\omega_3 \varkappa_3\,, \qquad (5.)$$

und hieraus findet man:

$$d_1 = S\,\frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1}\,,\quad d_2 = S\,\frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2}\,,\quad d_3 = S\,\frac{l_3}{\omega_3 \varkappa_3}\,.$$

Die Summe dieser drei letzten Gleichungen aber liefert:

$$d_1 + d_2 + d_3 = S\left(\frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1} + \frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2} + \frac{l_3}{\omega_3 \varkappa_3}\right),$$

und hieraus folgt:

---

*) Es ist hier zu bemerken, daß die Gleichungen (1.) und (2.) voraussetzen, daß alle Theile eines und desselben Querschnittes sämmtlich eine und dieselbe electrische Beschaffenheit besitzen, eine Bedingung, welche auch die Verbindungen von Leitern einhalten müssen, worauf die aus diesen Gleichungen gezogenen Resultate angewendet werden sollen.

$$S = \frac{d_1 + d_2 + d_3}{\frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1} + \frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2} + \frac{l_3}{\omega_3 \varkappa_3}},$$

oder mit Rücksicht auf die Gleichung (4.):

$$S = \frac{-(a_1 + a_2 + a_3)}{\frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1} + \frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2} + \frac{l_3}{\omega_3 \varkappa_3}}. \qquad (6.)$$

Sowohl der Zähler wie der Nenner des für S in der Gleichung (6.) erhaltenen Ausdruckes ist in Bezug auf die drei Theile unserer Kettenverbindung völlig symmetrisch gebildet. Nennen wir die den ersten Leiter angehende Größe $\frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1}$ seine reducirte Länge und bezeichnen wir sie durch λ_1, nennen wir ferner die den zweiten und dritten Leiter angehenden Größen $\frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2}$ und $\frac{l_3}{\omega_3 \varkappa_3}$ deren reducirte Längen und bezeichnen wir sie durch λ_2 und λ_3, so nimmt die Gleichung (6.) die folgende Form an:

$$S = \frac{-(a_1 + a_2 + a_3)}{\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3}. \qquad (7.)$$

In dieser Gleichung ist $a_1 + a_2 + a_3$ die Summe aller in der Verbindung vorkommenden Spannungen in der Richtung genommen, in der man die Theile der Verbindung hinter einander hergehend auffaßt, also ist $-(a_1 + a_2 + a_3)$ die Summe aller in der Verbindung entstehenden Spannungen in der entgegengesetzten Richtung genommen, und $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3$ ist die Summe aller reducirten Längen der einzelnen in die Verbindung eingehenden Theile; kommt man daher darin überein, die Summe aller in einer Verbindung vorkommenden Spannungen in der Richtung genommen, welche der entgegengesetzt ist, in welcher man vom ersten Leiter zum zweiten, von diesem zum dritten u. s. f. bis endlich vom letzten bis wieder in den ersten gelangt, durch A zu bezeichnen, und durch $\varLambda$ die Summe der reducirten Längen aller in diese Verbindung eingehenden Theile, so nimmt die Gleichung (7.) bezüglich einer in sich zurücklaufenden Verbindung von drei Leitern die Form

$$S = \frac{A}{\varLambda} \qquad (8.)$$

an, und man überzeugt sich leicht, daß die gleiche Form für eine in sich zurücklaufende Verbindung von beliebig vielen Leitern volle Gültigkeit behält.

Mittelst der Gleichung (8.) und der so eben eingeführten Bezeichnungen

$$\frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1} = \lambda_1, \quad \frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2} = \lambda_2, \quad \frac{l_3}{\omega_3 \varkappa_3} = \lambda_3$$

lassen sich die unmittelbar nach den Gleichungen (5.) folgenden Gleichungen so schreiben:

$$d_1 = \frac{A}{\varLambda}\,\lambda_1\,, \qquad d_2 = \frac{A}{\varLambda}\,\lambda_2\,, \qquad d_3 = \frac{A}{\varLambda}\,\lambda_3\,, \qquad (9.)$$

welche, wenn man für d_1, d_2, d_3 ihre aus den Gleichungen (3.) sich ergebenden Werthe setzt, werden:

$$c_2 - c_1 - a_1 = \frac{A}{\varLambda}\,\lambda_1\,,\ c_3 - c_2 - a_2 = \frac{A}{\varLambda}\,\lambda_2\,,\ c_1 - c_3 - a_3 = \frac{A}{\varLambda}\,\lambda_3\,.$$

Die Summe dieser drei Gleichungen liefert, weil $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = \varLambda$ ist, die identische Gleichung $-(a_1 + a_2 + a_3) = A$, und giebt dadurch zu verstehen, daß in zweien von diesen drei Gleichungen immer schon die dritte enthalten ist, so daß diese drei Gleichungen nur zur Bestimmung von zweien der drei Größen Gelegenheit geben. Benützt man sie zur Bestimmung der beiden Größen c_2 und c_3, so findet man:

$$c_2 = c_1 + a_1 + \frac{A}{\varLambda}\,\lambda_1 \quad \text{und} \quad c_3 = c_1 + a_1 + a_2 + \frac{A}{\varLambda}(\lambda_1 + \lambda_2)\,. \quad (10.)$$

Die Gleichungen (1.) gehen erstlich mittelst derer (9.) über in:

$$u_1 = \frac{A}{\varLambda}\,\frac{\lambda_1}{l_1}\,x_1 + c_1\,,\ u_2 = \frac{A}{\varLambda}\,\frac{\lambda_2}{l_2}\,x_2 + c_2\,,\ u_3 = \frac{A}{\varLambda}\,\frac{\lambda_3}{l_3}\,x_3 + c_3$$

oder weil $\frac{\lambda_1}{l_1} = \frac{1}{\omega_1 \varkappa_1}\,,\ \frac{\lambda_2}{l_2} = \frac{1}{\omega_2 \varkappa_2}\,,\ \frac{\lambda_3}{l_3} = \frac{1}{\omega_3 \varkappa_3}$ ist, in:

$$u_1 = \frac{A}{\varLambda}\,\frac{x_1}{\omega_1 \varkappa_1} + c_1\,,\ u_2 = \frac{A}{\varLambda}\,\frac{x_2}{\omega_2 \varkappa_2} + c_2\,,\ u_3 = \frac{A}{\varLambda}\,\frac{x_3}{\omega_3 \varkappa_3} + c_3\,,$$

und diese nehmen mittelst der in (10.) für c_2 und c_3 erhaltenen Werthe folgende Gestalt an:

$$\left.\begin{aligned} u_1 &= \frac{A}{\varLambda}\,\frac{x_1}{\omega_1 \varkappa_1} + c_1\,,\\ u_2 &= \frac{A}{\varLambda}\left(\lambda_1 + \frac{x_2}{\omega_2 \varkappa_2}\right) + a_1 + c_1\,,\\ u_3 &= \frac{A}{\varLambda}\left(\lambda_1 + \lambda_2 + \frac{x_3}{\omega_3 \varkappa_3}\right) + a_1 + a_2 + c_1\,, \end{aligned}\right\} \quad (11.)$$

von welchen die erste die Stärke der Electricität in einem beliebigen Querschnitt des ersten Leiters, die zweite die Stärke der Electricität in einem beliebigen Querschnitt des zweiten Leiters, endlich die dritte die Stärke der Electricität in einem beliebigen Querschnitt des dritten Leiters auffinden läßt; alle drei Gleichungen (11.) zusammengenommen lassen also die electrische Beschaffenheit einer jeden Stelle in der aus drei Leitern zusammengesetzten galvanischen Verbindung erkennen.

Man kann indessen den Gleichungen (11.) noch eine andere Gestalt geben, die nicht nur den Vortheil hat, daß alle drei in eine einzige zusammenschmelzen, sondern zugleich auch noch den weit größern, daß sie von der Anzahl der Leiter, aus denen die galvanische Verbindung besteht, gänzlich un-

abhängig wird, und, wie sich leicht zeigen läßt, stets in der gleichen Weise auf eine galvanische Verbindung von irgend wie vielen Leitern ihre Anwendung findet. Vergleicht man nämlich die Gleichungen (11.) unter einander, und zwar so, daß man die Stelle, deren electrische Beschaffenheit man kennen lernen will, dadurch bestimmt, daß man ihre Entfernung vom Anfange des ersten Leiters in der Richtung vom ersten über den zweiten und dritten weg, als Summe der Axenlängen in den einzelnen Leitern vom Anfang des ersten Leiters bis zu der zu untersuchenden Stelle hin sich denkt, und diese die Abscisse der zu untersuchenden Stelle nennt, so springt in die Augen, daß x_1 in der ersten Gleichung (11.) die Abscisse selber, also $\frac{x_1}{\omega_1 \varkappa_1}$ die reducirte Länge der Abscisse ist; bei der zweiten Gleichung (11.), welche bei Stellen ihre Anwendung findet, die im Innern des zweiten Theiles liegen, ist die Abscisse solcher Stellen stets zusammengesetzt aus der ganzen Länge l_1 des ersten Theils und der Länge x_2 vom zweiten, und es ist λ_1 die reducirte Länge des ganzen ersten Theils und $\frac{x_2}{\omega_2 \varkappa_2}$ die reducirte Länge von dem Stücke x_2 im zweiten Theil, also ist der in der zweiten Gleichung neben $\frac{A}{\varLambda}$ stehende Faktor nichts anderes, als die Summe der reducirten Längen von den einzelnen zu den verschiedenen Leitern gehörigen Stücken, woraus die Abscisse zusammengesetzt ist, welche Summe wir wieder die reducirte Abscisse der zu untersuchenden Stelle nennen können; bei der dritten Gleichung (11.), welche bei solchen Stellen der Verbindung ihre Anwendung findet, die dem dritten Theile angehören, ist die Abscisse dieser Stellen stets die Summe aus der ganzen Länge l_1 des ersten Theils, aus der ganzen Länge l_2 des zweiten Theils und aus dem Stücke x_3 im dritten Theile; die reducirte Länge von l_1 ist aber λ_1, die von l_2 ist λ_2 und die von dem Stücke x_3 im dritten Theile ist $\frac{x_3}{\omega_3 \varkappa_3}$, folglich ist der in der dritten Gleichung neben $\frac{A}{\varLambda}$ stehende Faktor nichts anders als die Summe der reducirten Längen von allen den zu verschiedenen Leitern gehörigen Theilen, aus welchen die Abscissen solcher Stellen zusammengesetzt sind, welche Summe wir auch hier wieder die reducirte Abscisse der zu untersuchenden Stelle nennen. Bezeichnet man die reducirte Abscisse in jedem dieser Fälle durch ξ, so nehmen die Gleichungen (11.) die folgende Form an:

$$u_1 = \frac{A}{\varLambda}\xi + c_1\ ,\quad u_2 = \frac{A}{\varLambda}\xi + a_1 + c_1\ ,\quad u_3 = \frac{A}{\varLambda}\xi + a_1 + a_2 + c_1\ .$$

In der ersten dieser Gleichungen überspringt die Abscisse in keinem Falle irgend eine in der Verbindung sich geltend machende Spannung; in der zweiten Gleichung aber überspringt die Abscisse jedesmal die eine an der Berührungsstelle

des ersten und zweiten Theils vorhandene Spannung, welche in der Richtung der Abscissen genommen a_1 ist; in der dritten Gleichung überspringt die Abscisse der zu untersuchenden Stelle jedesmal die beiden Spannungen, welche da auftreten, wo die Berührung zwischen dem ersten und zweiten Theile und zwischen dem zweiten und dritten Theile stattfindet, und die in der Richtung der Abscissen genommen a_1 und a_2 sind. Stellt man also in jedem einzelnen Falle die Summe der von der Abscisse übersprungenen Spannungen durch O vor, so lassen sich die drei vorigen Gleichungen so schreiben:

$$u_1 = \frac{A}{\Lambda}\xi + O + c_1\ , \quad u_2 = \frac{A}{\Lambda}\xi + O + c_1\ , \quad u_3 = \frac{A}{\Lambda}\xi + O + c_1\ ,$$

und weil hiernach der electrische Zustand eines Querschnitts der Verbindung auf die gleiche Weise gefunden wird, dieser mag dem ersten, zweiten oder dritten Theile angehören, so kann man in jedem Falle

$$u = \frac{A}{\Lambda}\xi + O + c_1 \qquad (12.)$$

setzen, wenn man unter u die Stärke der Electricität an jedem beliebigen Querschnitt der galvanischen Verbindung versteht.

Die Gleichungen (8.) und (12.) habe ich zuerst in einer eigenen Schrift*) der Oeffentlichkeit übergeben. Die Gleichung (8.), welche die Größe des Stromes in jeder galvanischen Kette bestimmt, ist gleich nach ihrem Erscheinen ein Gegenstand der Prüfung für viele unserer ausgezeichnetsten Physiker geworden und hat sich überall entweder gleich im Anfange oder doch bald nachher bewährt gefunden; die Gleichung (12.) ist bis vor Kurzem ununtersucht geblieben, obgleich sie viel verwickelter als jene ist, schwerer aufzufinden war, und schon aus diesem Grunde für die Theorie des Galvanismus eine ungleich größere Bedeutung hat. Der Grund ihrer Vernachlässigung ist in dem Umstande zu suchen, daß die zu ihrer experimentellen Behandlung erforderlichen Werkzeuge der Physik noch abgiengen. Vor einigen Jahren hat Dr. Kohlrausch in Marburg mittelst eines von ihm erfundenen, äußerst empfindlichen Electrometers Versuche angestellt und in Poggendorff's Annalen mitgetheilt, die neben den sehr unvollkommenen, welche ich gleich anfänglich in Schweigger's Journal angezeigt habe, die einzigen sind, wodurch die Gleichung (12.) bis jetzt bestätigt worden ist.

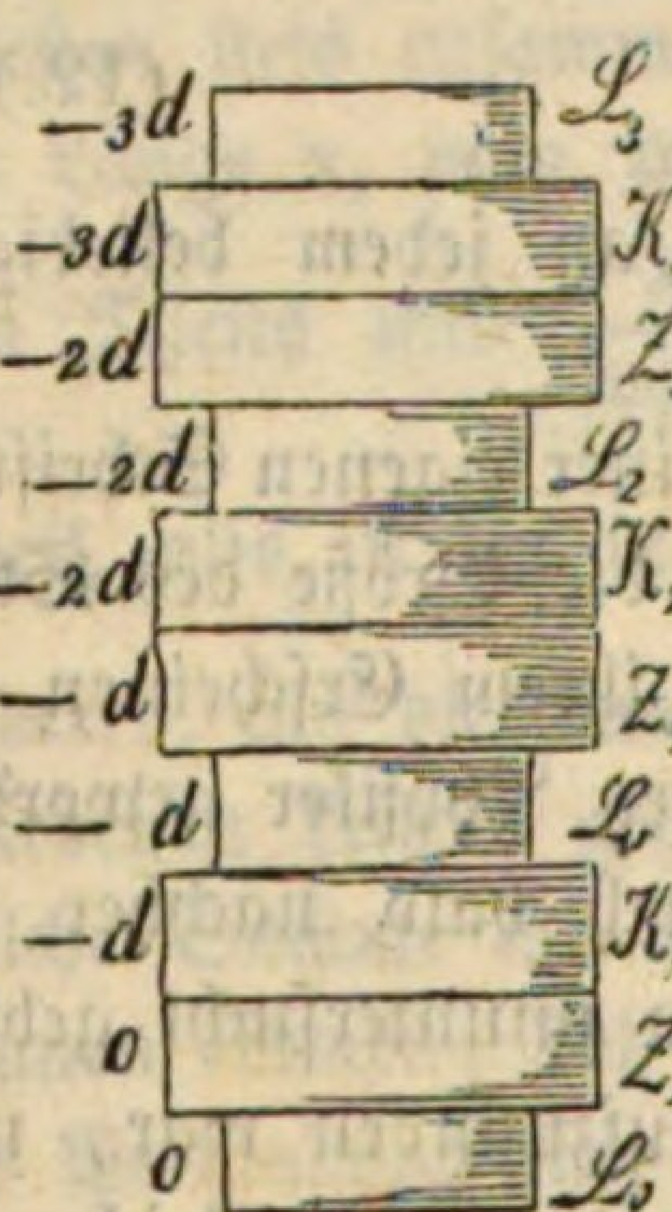
§. 95. Voltaische Säule.

Nachdem Volta die Erscheinungen an sich berührenden Erregern mit bewunderungswerther Gründlichkeit untersucht und sie mittelst des Condensators als electrische vor Augen gelegt hatte, wie im §. 91. und 92. angegeben worden ist, blieb er hierbei nicht stehen, sondern gab sich Mühe, die Entstehung

*) Die galvanische Kette von Dr. G. S. Ohm. Berlin 1827.

von Electricität bei der Berührung von Erregern ohne die Dazwischenkunft des Condensators blos am Electroscop nachzuweisen, und kam so zur Entdeckung der nach seinem Namen benannten Säule, wodurch er der Lehre vom Galvanismus einen neuen mächtigen Impuls gab. Schon vor ihm glaubten mehrere Physiker die Wirkung der Berührungselectricität dadurch verstärken zu können, daß sie statt eines Zink- und Kupfer-Paares viele solche Paare über einander schichteten; sie fanden sich jedoch in ihrer Hoffnung getäuscht. Volta, der wohl einsah, daß unter solchen Umständen, dem ersten Theile des Spannungsgesetzes zur Folge, keine Verstärkung der Electricität zu Stande kommen könne, kam auf den Gedanken, zwischen je zwei solche Paare einen indifferenten Leiter einzulegen, und siehe, diese scheinbar geringfügige Abänderung setzte ihn in den Stand eine Säule aufzubauen, in welcher die Electricität bis zu jeder beliebigen Stärke emporgehoben werden konnte. Der Grund hiervon ist nicht schwer einzusehen. Wird nämlich (Fig. 92.) eine Zinkplatte Z_1 auf irgend einen indifferenten Leiter L_0 gelegt, und dieser mit der Erde in blos leitende Verbindung gesetzt, so kann sich unter keinen Umständen in dieser Platte Z_1 eine sich bilden wollende Electricität erhalten, weil diese immer sogleich wieder in die Erde abgeleitet wird; der electrische Zustand dieser Platte wird daher stets Null sein. Wird nun auf diese Platte eine Kupferplatte K_1 gelegt, welche in Berührung mit der Zinkplatte eine Spannung von der Größe d eingeht, so tritt an der Berührungsstelle eine Electricitätszerlegung auf, um diese Spannung herzustellen; es fließt gleich viel — E und + E in die Kupfer- und in die Zinkplatte über, wobei die + E der Zinkplatte stets nach der Erde abgeleitet wird, bis die geforderte Spannung eingetreten ist, welches der Fall sein wird, wenn die Electricität in der Kupferplatte die Stärke — d erlangt hat; dann ist die durch die Berührung zwischen Kupfer und Zink geforderte Spannung befriedigt und die Electricitätszerlegung an der Berührungsstelle hat ihr Ende erreicht. Wird jetzt auf die Kupferplatte K_1 ein indifferenter Leiter L_1 gelegt, welcher in Berührung mit jedem andern Leiter keinen electrischen Unterschied gestattet, so fließt aus der Kupferplatte so lange Electricität in den Leiter L_1 ein, bis beide Electricität von der gleichen Stärke erhalten; weil aber hierdurch die Spannung zwischen K_1 und Z_1 sich vermindern würde, so tritt, um dieß zu verhindern, an den Berührungsstellen zwischen K_1 und Z_1 neuerdings eine Electricitätszerlegung auf, bis L_1 sowohl wie K_1 Electricität von der Stärke — d erhalten haben. Wird jetzt auf den Leiter L_1 die Zinkplatte Z_2 gelegt, so fließt aus dem Leiter L_1 Electricität in die Platte Z_2 so lange über, bis beide Electricität von gleicher Stärke erhalten haben, indem die Berührung

Fig. 92.



zwischen L_1 und Z_2 keinen electrischen Unterschied gestattet; weil aber hierdurch die Spannung zwischen K_1 und Z_1 sich vermindern müßte, so tritt, um dieses zu verhüten, wiederholt eine Electricitätszerlegung auf, bis die Platten Z_2, L_1 und K_1 sämmtlich Electricität von der Stärke — d angenommen haben. Wird aber hierauf auf die Platte Z_2 die Kupferplatte K_2 gelegt, welche in Berührung mit Z_2 die Spannung d verlangt, und also, wenn Z_2 Electricität von der Stärke — d besitzt, Electricität von der Stärke — 2d besitzen will, so tritt, um dieß zu bewirken, zwischen K_2 und Z_2 eine Electricitätszerlegung ein, wodurch gleich viel — E und + E, von welchen erstere in die Platte K_2, letztere nach unten hin abfließt; weil aber durch diese letztere die Spannung zwischen K_1 und Z_1 vermindert würde, so tritt gleichzeitig zwischen K_1 und Z_1 neuerdings eine Electricitätszerlegung auf, bis von hier aus so viel — E nach oben geschickt worden ist, um die zwischen K_2 und Z_2 erzeugte und nach unten geschickte + E neutralisiren zu können. Diese Zerlegungsakte erreichen nicht eher ihr Ende, bis die Platte K_2 Electricität von der Stärke — 2d angenommen, und die unter ihr liegenden Platten sämmtlich in demselben Zustande sich befinden, den sie vor dem Auflegen der Platte K_2 einnahmen. Wird dann auf die Platte K_2 successive der indifferente Leiter und die Zinkplatte Z_3 gelegt, so verbreitet sich, weil die Theile K_2, L_2 und Z_3 keinen electrischen Unterschied unter sich gestatten, die Electricität aus K_2 gleichmäßig über L_2 und Z_2; hierdurch aber würde die Spannung zwischen K_2 und Z_2 gemindert, und um dieses zu verhüten, treten neue Electricitätszerlegungen zwischen K_2 und Z_2 und gleichzeitig zwischen K_1 und Z_1 ein, bis die Theile K_2, L_2 und Z_3 sämmtlich Electricität von der Stärke — 2d angenommen und dabei die unter ihnen liegenden Platten ihre vorigen electrischen Zustände wieder eingenommen haben. Wird endlich auf die Platte Z_3 die Kupferplatte K_3 aufgelegt, welche in Berührung mit der Zinkplatte Z_3 die Spannung d fordert, so wird, um dieß zu bewirken, zwischen Z_3 und K_3 eine Electricitätszerlegung eingeleitet, wodurch gleiche Menge — E und + E nach oben und nach unten hin geschickt werden, so lange bis die Platte K_3 Electricität von der Stärke — 3d erhalten hat, wie es ihre Spannung in Berührung mit Z_3 verlangt; gleichzeitig aber wird auch eine Electricitätszerlegung zwischen K_2 und Z_2 eingeleitet, um durch die von hier nach oben fließende — E die von den Berührungsstellen zwischen K_3 und Z_3 nach unten fließende + E zu neutralisiren; weil indessen die aus den Berührungsstellen zwischen K_2 und Z_2 nach unten abfließende + E die Spannung zwischen K_1 und Z_1 abändern würde, so tritt auch zwischen diesen beiden Platten eine Electricitätszerlegung ein, wodurch — E von den Berührungsstellen zwischen K_1 und Z_1 nach oben hin geschickt wird, so lange bis diese die aus den Berührungsstellen zwischen K_2 und Z_2 nach unten geschickte + E neutralisirt hat, und die einzelnen Platten die electrischen Zustände angenommen haben, welche in der Fig. 92. ihnen beigeschrieben worden sind.

Die Stärke der Electricität erhält sich auf der Höhe — 3 d in Folge von neu eintretenden Erregungen, auch wenn auf die Platte K_3 ein indifferenter Leiter L_3 aufgelegt wird, und selbst über diesen noch irgend eine Metallplatte.

Aus dieser Darstellung, — welche die gleiche bleibt, auch wenn anstatt wie bisher, wo die Kupferplatte stets auf die Zinkplatte gelegt worden ist, die Zinkplatte stets auf die Kupferplatte gelegt wird, mit dem Unterschiede jedoch, daß dann in der Fig. 92. neben dieser Abänderung überall + d zu stehen kommt, wo jetzt — d steht, — geht klar hervor, daß wenn zwischen die einzelnen Erregerpaare indifferente Leiter eingeschoben werden, die Stärke der Electricität, welche in einem einzelnen solchen Paare beobachtet werden kann, bei zwei Paaren sich verdoppelt, bei drei Paaren sich verdreifacht, und weil obige Betrachtungen beliebig weit fortgesetzt werden können, bei n Paaren sich vernfacht. In einer solchen Voltaischen Säule läßt sich also durch die Anzahl der Plattenpaare die an ihr wahrnehmbare Electricität beliebig weit verstärken und deßwegen ohne die Dazwischenkunft eines Condensators am Electroscop nachweisen, wozu 100 Plattenpaare schon vollkommen ausreichen. Man kann zu den indifferenten Leitern einer solchen Säule trockene Körper, wie Leinwand oder Papier nehmen, dann heißt sie trockene Säule, oder auch feuchte Leiter, wie man sie erhält, wenn man Tuch- oder Pappscheiben mit Wasser, Salzauflösungen, verdünnten Säuren u. dgl. tränkt*), dann heißt sie nasse Säule. Trockene und nasse Säulen unterscheiden sich nur wenig von einander bezüglich der Stärke ihrer Electricität; aber unter Umständen, wo sich in der Säule ein Strom bildet, zeigt sich zwischen beiden ein sehr großer Unterschied, von welchem bald die Rede sein wird. Man nennt das Ende der Säule, nach welchem die durch die Spannung negativer werdenden Metallplatten hinsehen, ihr negatives Ende oder ihren negativen Pol, hingegen das Ende der Säule, nach welchem ihre positiver werdenden Metallplatten hinsehen, ihren positiven Pol.

Die Eigenthümlichkeit der Voltaischen Säulen, wie die einer jeden galvanischen Verbindung überhaupt, läßt sich aus den Gleichungen (8.) und (12.) in solcher Weise herleiten, daß sich ein festerer Blick in deren Wirkungsweise thun läßt. In jenen Gleichungen ist A die Summe aller in der galvanischen Verbindung vorkommenden Spannungen in einer der Aufeinanderfolge ihrer Theile entgegengesetzten Richtung genommen, folglich ist in der Voltaischen Säule, wenn wir uns dieselbe mit einem indifferenten Leiter sich endigend vorstellen, A die Summe der zwischen zwei unmittelbar aufeinander folgenden

---

*) Solche Flüssigkeiten sind streng genommen allerdings keine indifferenten Leiter mehr, aber die Spannungen zwischen ihnen und den Metallen sind in Vergleich der Spannungen zwischen den Metallen so gering, daß diese durch jene keine beträchtlichen Abänderungen erleiden.

indifferenten Leitern sich geltend machenden Spannungen so oft genommen, als Plattenpaare in der Säule vorkommen. Wenn die indifferenten Leiter wirklich streng indifferent sind, und dann deren Spannungen mit den Metallen völlig Null sind, so reducirt sich die Summe der Spannungen von einem solchen Leiter zum nächstfolgenden auf die eine Spannung zwischen den beiden in diesem Raume sich berührenden Metallen; erregen aber die Leiter mit den Metallen Spannungen, so sind diese im Allgemeinen doch nur sehr geringe im Vergleich zu denen zwischen den Metallen, es wird deßhalb die Summe der Spannungen zwischen zwei auf einander folgenden nicht metallischen Leitern doch nur wenig abweichen von der einen Spannung, welche das in diesem Raume liegende Metallpaar liefert. Es mag nun der eine oder der andere Fall eintreten, so wollen wir die Summe der zwischen zwei nächsten nicht metallischen Leitern vorhandenen Spannungen in der Richtung, in welcher die Theile der galvanischen Verbindung auf einander folgen, genommen, durch a bezeichnen, dann ist immer $A = -na$, wenn n die Anzahl der Plattenpaare in der Säule vorstellt. Ferner stellt der Buchstabe A in den Gleichungen (8.) und (12.) die Summe aller in den galvanischen Verbindungen vorhandenen reducirten Längen vor; nehmen wir daher der größern Einfachheit halber an, daß alle Zinkplatten, alle Kupferplatten, sowie auch alle nicht metallischen Leiter in der Säule unter sich völlig die gleichen sind, und bezeichnen wir die Summe der reducirten Längen von einer Zinkplatte, einer Kupferplatte und einem nicht metallischen Leiter, welche drei auf einander folgenden Stücke zusammengenommen ein Element der Säule genannt werden, durch λ, so ist $n\lambda$ die in der Säule vom untersten nicht metallischen Leiter bis zur obersten Metallplatte vorhandene reducirte Länge. Weil indessen die Gleichungen (8.) und (12.) §. 94. eine in sich zurücklaufende galvanische Verbindung voraussetzen, so wollen wir annehmen, um unsere Säule, ohne ihre Spannungssumme abzuändern, unter dieselben Umstände zu versetzen, daß auf ihre oberste Metallplatte noch ein indifferenter Leiter gelegt und dieser mit dem untersten indifferenten Leiter durch einen beliebigen Leiter *) verbunden worden sei; dann ist, wenn λ' die reducirte Länge des obersten nicht metallischen Leiters und λ'' die reducirte Länge des beliebigen die Säule schließenden Leiters, den wir den Schließungsleiter nennen wollen, bezeichnet,

$$A = n\lambda + \lambda' + \lambda''.$$

*) Zur Anwendbarkeit der Gleichungen (8.) und (12.) wird auch hier wieder verlangt, daß alle Theile in einem auf der Axe des prismatischen Körpers senkrechten Querschnitte Electricität von gleicher Stärke in sich enthalten; hierzu ist insbesondere erforderlich, daß der die Enden der Säule verbindende beliebige Leiter, wenigstens da, wo er an den nicht metallischen Scheiben der Säule anliegt, sich über die ganze Fläche dieser Scheiben ausdehne, was durch Anlegen von gleichartigen Metallplatten an die äußersten nicht metallischen Scheiben bewirkt werden kann.

Endlich bedeutet der Buchstabe O in der Gleichung (12.) die Summe aller von der Abscisse übersprungenen Spannungen in der Richtung der Abscisse genommen, also ist in unserer Säule da, wo die Abscissen bis in den m ten nicht metallischen Leiter hineinführt:

$$O = m a .$$

Durch die hier für A, A und O erhaltenen Formen, wie sie sich aus der besondern Beschaffenheit der Voltaischen Säule ergeben, nehmen die Gleichungen (8.) und (12)., des §. 94. auf die Säule angewendet, die folgende Gestalt an:

$$S = -\frac{n a}{n\lambda + \lambda' + \lambda''} \text{*)} \qquad (1.)$$

und

$$u = -\frac{n a}{n\lambda + \lambda' + \lambda''}\,\xi + m a + c' . \qquad (2.)$$

Am Anfang der Säule, wo $\xi = 0$ und $m = 0$ ist, wird $u = c'$, am Ende der Säule, wo $\xi = n\lambda + \lambda'$ und $m = n$ ist, wird

$u = \frac{-n a}{n\lambda + \lambda' + \lambda''}(n\lambda + \lambda') + n a + c'$, also herrscht an den Enden des Schließungsleiters die electrische Differenz

$$\frac{-n a (n\lambda + \lambda')}{n\lambda + \lambda' + \lambda''} + n a ,$$

oder

$$\frac{n a \lambda''}{n\lambda + \lambda' + \lambda''} , \text{ oder } -\lambda'' S ,$$

und diese kann bei einer Voltaischen Säule mit lauter gleich gerichteten wirksamen Elementen nie Null sein.

Diese Gleichungen sind auf jede in sich geschlossene Voltaische Säule anwendbar; ist indessen der Anfang nud das Ende der Säule durch einen Nichtleiter verbunden, in welchem Falle wir sie eine offene Säule nennen wollen, so wird ihr λ'' unendlich groß, weil das Leitungsvermögen in diesem Theile Null ist. In der offenen Säule wird diesemnach $\frac{n a}{n\lambda + \lambda' + \lambda''} = 0$, und deßwegen gehen bei der offenen Säule die genannten Gleichungen über in:

$$S = 0 \text{ und } u = m a + c' . \qquad (3.)$$

In der offenen Säule findet also gar kein Electricitätsübergang statt, und der Unterschied in der electrischen Stärke ist von Element zu Element stets der gleiche, nämlich a, also derselbe, welcher in einem einzigen Elemente zwischen dessen Anfang und Ende sich zeigt.

---

*) Der Nenner dieses Ausdrucks, sowie die Zahl n sind stets positive Zahlen, daher ist das Vorzeichen von S immer das von — a; ein positives Vorzeichen der Größe S aber sagt, daß sich die positive Electricität in der Richtung der Abscisse, die negative in entgegengesetzter Richtung bewegt, und ein negatives Vorzeichen vor der S entsprechenden Größe giebt die gerade entgegengesetzten Beziehungen zu erkennen.

Eine besondere Beachtung verdient die in den vorstehenden Gleichungen vorkommende Größe c', welche im Allgemeinen den electrischen Zustand des Anfangs der galvanischen Verbindung bezeichnet. Diese Größe hat in dem durch Fig. 92. ausgesprochenen Schema den Werth 0 angenommen, aber blos deßhalb, weil dort der Anfang der Säule in blos leitender Verbindung mit der Erde vorausgesetzt, und eben hierdurch der electrische Zustand dieses Anfangs zu Null gemacht worden ist. Ohne eine solche äußere Einwirkung auf die galvanische Verbindung bleibt indessen die Größe c' unbestimmt und verleiht eben hiedurch den galvanischen Verbindungen eine ganz eigenthümliche und sonst nirgends wahrgenommene Veränderungsfähigkeit. Um diese ächt galvanische Eigenthümlichkeit an einem einfachen Beispiele zur Anschauung zu bringen, wollen wir uns eine aus $4n$ Elementen aufgebaute offene Säule völlig isolirt vorstellen, so daß in ihr der Werth von c' als nicht bekannt vorausgesetzt werden muß. Bringen wir den Anfang dieser Säule an einer Stelle, wo noch $m = 0$ ist, mit der Erde in blos leitende Verbindung, so wird dadurch der electrische Zustand an allen solchen Stellen zu Null gemacht; die hintere Gleichung (3.) aber liefert für $m = 0$ sogleich $u = c'$, woraus man sieht, daß die angebrachte Ableitung $c' = 0$ und dadurch die genannte Gleichung $u = ma$ werden läßt. Für $m = n$, d. h. auf ein Viertheil in die Säule hinein wird $u = + na$; mitten in der Säule, wo $m = 2n$ ist, wird $u = + 2na$ auf drei Viertel in die Säule hinein, wo $m = 3n$ ist, wird $u = + 3na$; endlich am Ende der Säule, wo $m = 4n$ ist, wird $u = + 4na$. Heben wir die vorige Ableitung nach der Erde wieder auf und bringen sie an einer Stelle der Säule an, für die $m = n$ ist, so wird der electrische Zustand an allen solchen Stellen Null. Die hintere Gleichung (3.) aber giebt für alle Stellen, an denen m den Werth n hat, $u = na + c'$ und zeigt dadurch, daß bei der gegenwärtigen Ableitung $c' = - na$, und also die gedachte Gleichung selber $u = (m - n) a$ geworden ist, welche $u = - na$ für $m = 0$, $u = 0$ für $m = n$, $u = + na$ für $m = 2n$, $u = + 2na$ für $m = 3n$, $u = + 3na$ für $m = 4n$ liefert. Hebt man auch die jetzige Ableitung nach der Erde wieder auf, und bringt sie an einer Stelle der offenen Säule an, für welche $m = 2n$ ist, so werden dadurch alle solche Stellen der Säule Null electrische; die hintere Gleichung (3.) aber liefert für Stellen, deren $m = 2n$ ist, $u = 2na + c'$ und zeigt dadurch an, daß jetzt c' den Werth $- 2na$ hat, die erwähnte Gleichung sonach $u = (m - 2n) a$ ist. Diese giebt am Anfange der Säule, wo $m = 0$, $u = - 2na$; auf ein Viertel der Säule, wo $m = n$ ist, $u = - na$; in der Mitte der Säule, wo $m = 2n$ ist, $u = 0$; auf drei Viertel der Säule, wo $m = 3n$ ist, $u = + na$; am Ende der Säule, wo $m = 4n$ ist, $u = + 2na$.*)

*) Wird also die Mitte einer offenen Säule mit der Erde in Verbindung gebracht, so werden ihre beiden Enden gleich und entgegengesetzt electrisch. Dieß ist der Fall bei der zum Bohnenberger'schen Electroscop dienenden Säule.

Wird auch diese Ableitung nach der Erde wieder aufgehoben und an einer Stelle angebracht, für welche $m = 3n$ ist, so wird dadurch die Electricität an allen solchen Stellen vernichtet; die hintere Gleichung (3.) aber liefert für alle solche Stellen $u = 3n + c'$ und läßt also unter den jetzigen Umständen $c' = -3na$ sein, wodurch sie selber wird $u = (m - 3n)a$, und am Anfange der Säule, wo $m = 0$ ist, $u = -3na$; auf ein Viertel derselben, wo $m = n$ ist, $u = -2na$; in ihrer Mitte, wo $m = 2n$ ist, $u = -na$, auf drei Viertel derselben, wo $m = 3n$ ist, $u = 0$; an ihrem Ende, wo $m = 4n$ ist, $u = +na$ giebt. Wird auch die jetzige Ableitung nach der Erde wieder aufgehoben, und am Ende der Säule, wo $m = 4n$ ist, angebracht, so wird dadurch der electrische Zustand von allen solchen Stellen auf Null gebracht, während die hintere Gleichung (3.) für alle diese Stellen den electrischen Zustand $4na + c'$ liefert; es läßt folglich die neue Ableitung $c' = -4na$ und dadurch jene Gleichung selber $u = (m - 4n)a$ werden, welche am Anfang der Säule, wo $m = 0$ ist, $u = -4na$; auf ein Viertel derselben, wo $m = n$ ist, $u = -3na$; in ihrer Mitte, wo $m = 2n$ ist, $u = 2na$; auf drei Viertel derselben, wo $m = 3n$ ist, $u = -na$; endlich an ihrem Ende, wo $m = 4n$ ist, $u = 0$ giebt. Die folgende Tabelle giebt den sich hier kund gebenden Wechsel der Erscheinungen in einer leichtern Uebersicht. In ihr bedeutet X den in der Richtung der Abscisse genommenen constanten electrischen Unterschied zwischen zwei Querschnitten der Säule, die um den vierten Theil der ganzen Länge dieser Säule von einander abstehen.

Stelle, von wo aus eine Ableitung nach der Erde geschieht.	Stärke der Electricität in der Säule				
	an ihrem Anfange	auf ein Viertel derselben	in ihrer Mitte	auf drei Viertel derselben	an ihrem Ende
an ihrem Anfange	0	+X	+2X	+3X	+4X
am Ende des 1sten Viertels .	—X	0	+X	+2X	+3X
an ihrer Mitte	—2X	—X	0	+X	+2X
am Anfang des 4ten Viertels	—3X	—2X	—X	0	+X
an ihrem Ende	—4X	—3X	—2X	—X	0

§. 96. Neue außerordentlich merkwürdige Erscheinungen durch galvanische Verbindungen hervorgebracht, und verschiedene Einrichtungen der Voltaischen Säule.

Volta hatte im Jahre 1800 das neugeborne neunzehnte Jahrhundert mit der folgenreichen Entdeckung seiner Säule beschenkt, und mit diesem Geschenke nicht nur eine genaue Auseinandersetzung ihrer electrischen Eigenschaften, in

so weit sie vom Electroscop aufgezeigt werden können, verbunden, sondern er machte auch darauf aufmerksam, daß so wie zwei einzelne sich berührende Metalle den entblößten Frosch in Zuckungen versetzen, sein neuer Apparat in ähnlicher, aber ungleich kräftigerer Weise auf den thierischen Organismus einwirke; er gab die Mittel an, wie sich durch ihn Erschütterungen im menschlichen und überhaupt im thierischen Körper hervorrufen lassen, und zeigte ausführlich die verschiedenen Sensationen an, welche sein neuer Apparat in den verschiedenen Sinnesorganen zu bewirken vermöge. Zugleich versäumte dieser eifrige Gelehrte keine Gelegenheit, seine hochwichtige Entdeckung durch Reisen, durch mündliche und schriftliche Mittheilungen über ganz Europa zu verbreiten, und erregte dadurch für sie ein so wunderbares und allgemeines Interesse in der gelehrten und halbgelehrten Welt, das sich nur mit dem vergleichen läßt, welches in unsern Tagen in der den Typus von Naturwirkung halb oder nicht kennenden Welt das „Tischrücken" hervorgerufen hat. Dadurch geschah es, daß seinen Mittheilungen gleichsam auf dem Fuße Kundgebungen anderer Physiker aus den verschiedensten Ländern folgten, wodurch die Eigenschaften von Volta's Säule in ein stets größeres Licht gesetzt wurden. Noch in dem Jahre 1800 wurde die Zersetzung des Wassers durch die Säule von dem englischen Physiker Carlisle beobachtet, und in wenigen Jahren wurden nicht nur mehrere andere chemische Wirkungen der Säule von verschiedenen Physikern wahrgenommen, sondern es war die chemische Seite des wundervollen Instruments durch die meisterhaften Arbeiten, theils von dem berühmten Engländer H. Davy, theils von den schwedischen Gelehrten Berzelius und Hisinger fast vollkommen erkannt worden. In diesen kurzen Zeitraum fielen auch die von Pfaff und van Marum angestellten Versuche über das Vermögen der Säule gewöhnliche electrische Batterien zu laden und Funken zu erzeugen, so wie die Wahrnehmungen anderer Physiker über die Eigenthümlichkeit der offenen Säule zwischen ihren Enden Funken hervorzubringen, und die Beobachtungen über die Fähigkeit der geschlossenen Säule, Dräthe, die in den schließenden Leiter aufgenommen wurden, in's Glühen zu versetzen. Aber erst im Jahre 1820 setzte der Däne Oerstedt dieser Fluth von Entdeckungen dadurch die Krone auf, daß er eine Einwirkung der geschlossenen Säule auf die Magnetnadel nachwies, welche zwar schon von Ritter, einem in mehreren Beziehungen um den Galvanismus sehr verdienten bayerischen Physiker, vor Oerstedt aufgesucht, aber in der von Oerstedt aufgefundenen höchst eigenthümlichen Weise nicht geahnet worden war.

Noch zu der Zeit, wo Oerstedt seine Entdeckung machte, waren die Physiker in dem Wahne befangen, daß zur Erzeugung von stark in die Sinne fallenden Wirkungen einer galvanischen Verbindung durchaus eine säulenartige Zusammensetzung aus vielen Elementen nöthig sei; daher gaben sie sich viele Mühe um eine zweckmäßige Abänderung der Voltaischen Säule, wodurch sie

stärkere Wirkungen hervorzubringen fähig würde oder doch wenigstens einen bequemern Gebrauch darböte. Schon Volta bediente sich statt seiner Säule zuweilen einer Reihe von Gläsern, in die er U förmige Streifen aus metallisch sich berührendem Kupfer und Zink hing, so daß in jedem Glase nach der einen Seite hin Kupfer, nach der andern Zink sich befand, die beide außer Berührung von einander blieben. Diese zusammengesetzten Streifen vertreten die Metallpaare seiner Säule, und deren nicht metallische Theile wurden hier dadurch ersetzt, daß er die Flüssigkeit, welche dazu dienen sollte, in jedes Glas bis zu der gewünschten Höhe eingoß. Diese Form von einer Säulenanordnung wurde von ihm Becherapparat genannt.

Die Art, wie Volta seine Säulen aufzubauen pflegte, brachte es mit sich, daß, wo viele Elemente über einander zu liegen kamen, leicht ein Ausweichen derselben zur Seite und dadurch ein Einstürzen der Säule herbeigeführt werden konnte; um dieses zu verhüten, umgab er sie mit einem Gestelle aus gläsernen Stäben, durch welche die Metallplatten in ihrer Lage erhalten wurden. Ein schwerer zu beseitigender Uebelstand war aber der, daß aus den unteren Papp- oder Tuchscheiben die mit dem nichtmetallischen Leiter getränkt waren, diese Flüssigkeit durch das Gewicht der darüber liegenden Theile ausgepreßt wurde und im Herunterlaufen zwischen die Metallplatten treten konnte, wodurch eine Schwächung der Wirksamkeit der Säule eintreten muß. Zur Abwendung dieses Uebels gaben Andere der Säule eine horizontale Lage, indem sie dieselbe zwischen drei horizontalen Glasstäben aufbauten, und in dem Gestelle, worin diese Glasstäbe lagen, eine einfache Vorrichtung anbrachten, wodurch sich die Elemente der Säule an einander pressen lassen. Diese letztere Form der Säule und die ursprünglich von Volta angewandte unterscheidet man durch die Beiwörter der liegenden und der stehenden von einander.

Später kam man auf den Gedanken, die Platten eines jeden Elements zusammen zu löthen, um den Zutritt der Flüssigkeit zwischen sie gänzlich abzuhalten. Die so verbundenen Platten wurden neben einander in der Entfernung von einigen Linien in einen hölzernen Trog eingesetzt, in dessen langen Seitenwänden Nuthen in der schicklichen Entfernung angebracht waren, in welche die zusammengelötheten Platten geschoben werden konnten. Zuletzt wurden die Fugen und die Wände des Troges mit Kitt und Firniß verstrichen, um der Flüssigkeit ein Eindringen von einer Zelle in die andere und in das Holz des Troges zu verwehren. Die als nicht metallischer Leiter dienende Flüssigkeit wurde zwischen je zwei Plattenpaaren in die einzelnen Zellen des Troges eingegossen. Voltaische Säulen in dieser Form wurden Zellenapparate genannt. Die in allen Fällen gute Wirkung der Zellenapparate verlangt, daß der äußersten Zinkplatte in einigem Abstande eine einzelne Kupferplatte gegenüber gestellt und der Raum zwischen beiden mit derselben Flüssig-

keit ausgefüllt werde. Die äußersten Kupferplatten dienen dann als Gränzstellen für den die Säule schließenden Leiter.

Noch später setzte man statt der zusammengelötheten Zink- und Kupferplatten blos Scheidewände von Glas oder Porzellan in die Tröge ein, und vereinigte jedes Paar Kupfer- und Zinkplatten in der Form eines U so mit einander, daß sich die offene Seite desselben bequem über eine Scheidewand des Troges herabhängen ließ, wobei das Kupfer dieses Elements in die eine Zelle und sein Zink in die nächste Zelle zu stehen kam. Solcher Elemente wurden so viele, als der Trog Scheidewände hatte, auf eine wohl ausgetrocknete und mit Firniß überzogene Holzleiste in der Weise befestigt, daß alle Zinkplatten nach der einen Seite und alle Kupferplatten nach der andern Seite der Leiste hinsahen, und sämmtliche Elemente gleichzeitig über die Scheidewände in den Trog eingesetzt werden konnten, ohne daß die beiden Platten in einer Zelle einander berührten. In dieser Art eingerichtete Voltaische Säulen wurden Trogapparate genannt. Diese Trogapparate hatten vor den bisher beschriebenen Einrichtungen der Voltaischen Säule den nicht unerheblichen Vorzug voraus, daß man mittelst der Holzleiste ihre sämmtlichen Metallplatten aus dem Troge herausnehmen konnte, auf so lange man die Säule nicht mehr wirken lassen wollte, und wieder einsetzte, so wie die Säule auf's Neue wirken sollte, wodurch die Abnützung der Metalle beträchtlich gemindert werden konnte. Die Trogapparate erhielten zuletzt noch eine Verbesserung dadurch, daß man Kupferplatten von doppelt so großer Länge, als für die Tiefe der Tröge nöthig war, nahm und diese so bog, daß sie beim Einsetzen in den Trog an den Wänden und Boden einer Zelle fast anlagen, während die zum nächsten Elemente gehörige Zinkplatte mitten zwischen den beiden ab- und aufwärts steigenden Theilen der Kupferplatte und außer Berührung mit ihnen hing. Hierdurch war der Vortheil gegeben, daß ohne Mehrverbrauch von Zink beide Seiten der Zinkplatte Wirkung leisten konnten, und deßhalb ein solcher Trogapparat die gleiche Wirkung gab, wie einer der frühern Apparate mit doppelt so großen Zinkplatten und gleich großen Kupferplatten.

Man ersann noch andere Formen der Säule und hatte zudem den Vortheil kennen gelernt, welchen die Amalgamirung der Oberfläche des Zinks mit Quecksilber bringt; alle diese, so wie auch schon die hier beschriebenen Abänderungen der Säule bezogen sich aber hauptsächlich entweder nur auf ihre bequemere Handhabung oder auf Verminderung der Kosten während ihres Gebrauchs. In den letzten 20 Jahren hingegen lernte man Verbesserungen der galvanischen Verbindungen kennen, die ihr innerstes Wesen berühren und sie zu einer Wirksamkeit erheben, welche die der bis dahin bekannten Apparate in sehr hohem Grade übertrifft; von diesen wird am geeigneten Orte noch die Rede sein.

§. 97. Verschiedene Formen, welche die Stromesgleichung unter Umständen annehmen kann.

Die im vorigen Paragraph angezeigten Eigenschaften der Voltaischen Säulen oder überhaupt der galvanischen Verbindungen —

1) auf den thierischen Körper erschütternd einzuwirken,
2) zusammengesetzte Körper zu zerlegen,
3) in den verschiedensten Körpern Hitze hervorzurufen,
4) die Magnetnadel in Bewegung zu setzen, —

von denen sogleich noch mehr in's Einzelne geredet werden wird, sind insgesammt, was die Stärke der durch jene Eigenschaften hervorgerufenen Wirkungen betrifft, der Größe des in den galvanischen Verbindungen herrschenden Stromes, wenn nicht geradezu proportional, doch in sehr einfacher Weise von ihm abhängig; daher wird uns die Beurtheilung der viererlei so eben erwähnten Wirkungen um Vieles leichter werden, wenn wir zuvor die Umstände näher erwägen, wodurch die Größe des Stromes in galvanischen Apparaten bestimmt wird, und den relativen Antheil ins Auge fassen, den die verschiedenen Theile der Verbindung auf den in ihr entstehenden Strom haben.

Vor allem mache ich auf die Leichtigkeit aufmerksam, womit sich das Leitungsvermögen der verschiedenen Stoffe auffinden läßt, wenn man irgend ein Mittel besitzt, die Stromesgröße eines galvanischen Apparates experimental genau zu ermitteln. Da nämlich der Gleichung (8.) in §. 94. zur Folge $\frac{A}{\varLambda}$ die Größe des Stromes in einer galvanischen Verbindung hergiebt, deren Spannungssumme A und deren gesammte reducirte Länge $\varLambda$ ist, so wird, wenn man in diese Kette einen neuen prismatischen Leiter einschaltet, und zwar so, daß er mit den Theilen, an die er sich anlegt, entweder keine, oder gleiche, aber entgegengesetzte Spannungen eingeht, die Größe des Stromes werden $\frac{A}{\varLambda+\lambda_1}$, wenn λ_1 die reducirte Länge des eingeschalteten Theiles bezeichnet. Schaltet man statt des eben genannten einen prismatischen Theil von einem andern Stoffe, dessen reducirte Länge λ_2 ist, in der Weise in die ursprüngliche Kette ein, daß auch durch ihn die Spannungssumme nicht geändert wird, so wird die Größe des Stromes, während er einen Theil der Kette ausmacht, $\frac{A}{\varLambda+\lambda_2}$. Nun sind die Größen λ_1 und λ_2 den wahren Längen der eingeschalteten Theile proportional, daher wird man durch Abkürzung desjenigen Theils, der einen geringern Strom zeigt, es immer dahin bringen können, daß $\lambda_1 = \lambda_2$ und in Folge die Stromesgröße in den beiden Fällen dieselbe wird. Es ist aber, weil $\lambda_1 = \frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1}$ ist, wenn l_1, ω_1 und $\varkappa_1$ die

Länge, den Querschnitt und das Leitungsvermögen des ersten eingeschalteten Theils bezeichnen, und eben so $\lambda_2 = \frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2}$, wenn λ_2, ω_2 und $\varkappa_2$ die Länge, den Querschnitt und das Leitungsvermögen des zweiten eingeschalteten Theiles bezeichnen, $\frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1} = \frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2}$ im Falle beide einen Strom von derselben Größe liefern, und diese Gleichung zeigt, daß man im Allgemeinen hat:

$$\varkappa_1 : \varkappa_2 = l_1 \omega_2 : l_2 \omega_1 ,$$

daß man also das Verhältniß zwischen dem Leitungsvermögen der beiden prismatisch geformten Stoffe aus ihren Längen und Querschnitten finden kann. Wählt man zu diesen Versuchen nur solche Leiter, welche einerlei Querschnitt besitzen, so ist

$$\varkappa_1 : \varkappa_2 = l_1 : l_2 ,$$

woraus sich das Verhältniß $\varkappa_1 : \varkappa_2$ am einfachsten ergiebt.

Auf solche Weise wurde das Leitungsvermögen der verschiedenen Metalle untersucht, und vom besten zum schlechtesten metallischen Leiter die folgende Ordnung aufgefunden: Silber, Kupfer, Gold, Zink, Platin und Eisen, Zinn, Blei. Quecksilber leitet noch schlechter als Blei. Am schlechtesten unter allen Metallen scheinen die Kalimetalle zu leiten. Jedoch haben diese Versuche zu gleicher Zeit gezeigt, wie große Aenderungen im Leitungsvermögen eines Metalls durch Beimischung eines andern hervorgerufen werden können. Durch ähnliche Versuche überzeugte man sich, daß die bestleitenden Flüssigkeiten, welche in den galvanischen Apparaten als nicht metallische Leiter gebraucht zu werden pflegen, mehr als 100000 mal schlechter als die Metalle leiten. Reines destillirtes Wasser leitet, nach Cavendish, sogar mehr als 200000000 mal schlechter als Blei, welches das schlechtestleitende von den gewöhnlichen Metallen ist. Noch weit schlechter als diese Flüssigkeiten müssen solche Körper leiten, die blos insoferne Leiter sind, als sie von diesen Flüssigkeiten durchzogen sind, wie Papp- oder Tuchscheiben, die mit ihnen getränkt werden, oder der thierische Körper, der seine Leitungsfähigkeit lediglich den wässerigen und andern, kaum besser leitenden Säften verdankt, die in seinen Muskel- und Nervenfasern enthalten sind. Diese enormen Unterschiede in dem Leitungsvermögen der verschiedenen in galvanische Verbindungen eingehenden Theile werden Ursache, daß diese Theile je nach dem Stoffe, aus welchem sie gebildet werden, einen sehr ungleichen Einfluß auf die Größe des aus ihrer Verbindung hervorgehenden Stromes haben, wie wir jetzt in Bezug auf die Voltaische Säule zeigen werden.

Die Größe S des in einer geschlossenen Voltaischen Säule sich bildenden Stromes wird, der Gleichung (1.) im §. 95. zur Folge, bestimmt durch die Gleichung:

$$S = \frac{-na}{n\lambda + \lambda' + \lambda''} ,$$

worin n die Anzahl der Elemente vorstellt, aus denen die Säule zusammengesetzt ist, a die in jedem Elemente sich geltend machende Spannung von derselben Art und Größe, λ die in jedem einzelnen Elemente hervortretende reducirte Länge, λ' die reducirte Länge einer einzelnen Flüssigkeitsschicht, und λ'' die reducirte Länge des Schließungsleiters. Man kann auch $\lambda' = 0$ werden lassen, wenn man die erste und letzte Flüssigkeitsschicht nur halb so dick wie die übrigen sein läßt, und sich die Elemente zusammengesetzt denkt aus den beiden Metallplatten, zu deren beiden Seiten Flüssigkeitsschichten von der halben Dicke liegen, so daß auch jetzt wieder die ganze reducirte Länge eines jeden Elements dieselbe bleibt wie zuvor. Unter dieser Voraussetzung wird die vorige Gleichung für unsere jetzigen Zwecke einfacher, nämlich:

$$S = \frac{-na}{n\lambda + \lambda''}.$$

In unsern meisten galvanischen Apparaten haben die Metallplatten keinen kleinern Querschnitt als die nicht metallischen Leiter, was ohnehin der Fall sein muß, wenn die bisherigen Formeln in vollem Maße auf sie anwendbar sein sollen, und eben so sind die Dicken der Metallplatten eher geringer als größer wie die der nicht metallischen Schicht. Bezeichnen wir aber die Dicke und den Querschnitt der einen Metallplatte durch l_1 und ω_1, sowie das Leitungsvermögen des Metalls, woraus sie besteht, durch $\varkappa_1$; bezeichnen l_2, ω_2 und $\varkappa_2$ dasselbe in Bezug auf die zweite Metallplatte; bezeichnen endlich l_3 und ω_3 die Dicke und den Querschnitt der nicht metallischen Schicht in jedem Elemente, so wie $\varkappa_3$ das Leitungsvermögen der diese Schicht hergebenden Flüssigkeit, so sind $\frac{l_1}{\varkappa_1 \omega_1}$, $\frac{l_2}{\varkappa_2 \omega_2}$, $\frac{l_3}{\varkappa_3 \omega_3}$ die reducirten Längen der drei Theile, woraus jedes Element besteht, so daß man

$$\lambda = \frac{l_1}{\varkappa_1 \omega_1} + \frac{l_2}{\varkappa_2 \omega_2} + \frac{l_3}{\varkappa_3 \omega_3}$$

hat. Nun sind dem eben Gesagten gemäß in unsern galvanischen Apparaten die Größen l_1 und l_2 eher kleiner als größer wie die l_3, und die Größen ω_1, ω_2 eher größer als kleiner wie die ω_3; es sind also die Quotienten $\frac{l_1}{\omega_1}$ und $\frac{l_2}{\omega_2}$ eher kleiner als größer wie der $\frac{l_3}{\omega_3}$, und das Leitungsvermögen $\varkappa_3$ der Flüssigkeit in solchen Apparaten nach dem vorhin Gesagten stets mehr als 100000 mal kleiner als eines der den beiden Metallen angehörigen $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$. Hieraus folgt, daß der Theil $\frac{l_3}{\varkappa_3 \omega_3}$ mehr als 100000 mal größer als jeder der beiden Theile $\frac{l_2}{\varkappa_2 \omega_2}$ und $\frac{l_1}{\varkappa_1 \omega_1}$ ist, und man also diese gegen jenen ganz und gar vernachlässigen kann, ohne sich einem merkbaren Irrthume auszusetzen;

man kann daher in unsern Säulen $\lambda = \frac{l_3}{\varkappa_3 \omega_3}$ oder $\lambda = \lambda'$ setzen, wenn λ' wie vorhin die reducirte Länge von einer Flüssigkeitsschicht bedeutet. Dadurch geht die Stärke des Stroms über in:

$$S = \frac{-na}{n\lambda' + \lambda''}; \qquad (1.)$$

sie ist gänzlich unabhängig von der reducirten Länge der Metalle in den einzelnen Elementen, und nimmt blos die Spannungen der Metalle mit den an sie grenzenden Metallen in sich auf.

Nachdem wir diese Eigenthümlichkeit der in unsere Versuche eingehenden Voltaischen Säule deutlich gemacht haben, ist es nun ein Leichtes, das unter verschiedenen Umständen gewissermaßen entgegengesetzte Verhalten solcher Säulen nicht mehr räthselhaft zu finden. Es giebt Fälle, wo die Anzahl der Elemente in einer Säule Alles zur Stärke ihrer Wirkung beiträgt, die Größe und Art der Elemente aber nur wenig oder nichts, und wieder giebt es Fälle, wo die Anzahl der Elemente nur einen sehr geringen oder keinen Einfluß auf die Stärke der Wirkung hat, welche von der Säule auf den Schließungsleiter ausgeübt wird, während dieser Einfluß fast gänzlich von der besondern Beschaffenheit des in der Säule vervielfachten einen Elementes abhängig ist; wir können diese Extreme ohne Mühe aus der Gleichung (1.) ablesen. Aus dieser Gleichung geht nämlich sogleich hervor, daß diejenige von den beiden Größen $n\lambda'$ und λ'' den stärksten Einfluß auf die Größe des Stromes ausübt, welche die größere ist, und daß der Antheil der kleinern an der Stromesgröße ein in dem Maße unbeträchtlicherer wird, je kleiner sie im Verhältniß zur andern wird. Nun ist $n\lambda'$ die Summe der reducirten Längen aller nicht metallischen Schichten in der Säule, und λ'' die reducirte Länge ihres Schließungsleiters. Ist mithin die reducirte Länge aller nicht metallischen Schichten in der Säule sehr groß in Vergleich zur reducirten Länge ihres Schließungsleiters, so wird die Gleichung (1.) sehr nahe:

$$S = \frac{-na}{n\lambda'} \text{ oder } S = \frac{-a}{\lambda'}; \qquad (2.)$$

deßhalb wird in diesem Falle die Größe des Stromes in der Säule völlig unabhängig von der Anzahl ihrer Elemente, sie ist bei gleicher Spannung im einzelnen Elemente um so größer je kleiner λ', die reducirte Länge einer einzelnen Flüssigkeitsschicht, ist, d. h. je kleiner man die Dicke dieser Schicht, oder je größer man entweder den Querschnitt oder das Leitungsvermögen dieser Schicht werden läßt. — Ist aber umgekehrt λ'' sehr groß im Vergleich zu $n\lambda'$, d. h. die reducirte Länge des Schließungsleiters sehr groß im Vergleich zur reducirten Länge aller Flüssigkeitsschichten in der Säule, so wird die Gleichung (1.) sehr nahe:

$$S = \frac{-na}{\lambda''}, \qquad (3.)$$

woraus man sieht, daß in diesem extremen Falle die Größe des Stromes in der Säule der Anzahl der Elemente in ihr proportional, und bei gleicher in den einzelnen Elementen auftretender Spannungssumme um so größer ist, je kleiner die reducirte Länge λ'' des Schließungsleiters wird, d. h. je kürzer man den Schließungsleiter werden läßt, oder je größer man seinen Querschnitt nimmt, oder auch je besser der Stoff leitet, aus welchem er besteht. — Sind endlich die Umstände so, daß man keine der Größen $n\lambda'$ und λ'' gegen die andere vernachlässigen kann, so kann man die Größe des Stromes in einer solchen Säule nur aus der Gleichung (1.) entnehmen, welche zeigt, daß bei derselben, in einem einzelnen Elemente thätigen Spannungssumme, die Größe des Stromes gleichzeitig abhängig ist von der Anzahl der Elemente, von der reducirten Länge der Flüssigkeitsschicht in einem Elemente und von der reducirten Länge des Schließungsleiters.

§. 98. Physiologische Einwirkungen der Säule.

Alle Einwirkungen galvanischer Verbindungen auf den thierischen Körper pflegt man physiologische zu nennen. Dahin gehört vor allem die von Galvani beobachtete Thatsache der Froschzuckungen. Ein anderes hieher gehöriges und schon früher als die Froschzuckungen bekanntes Faktum besteht darin, daß wenn man ein Stück Zink auf die Zunge, ein Silberstück unter die Zunge legt und beide entweder unmittelbar oder mittelst eines Draths miteinander in metallische Berührung setzt, das Zinkstück auf der Zunge einen eigenen Geschmack hervorbringt, der um so stärker ist, in je weniger Punkten die Zunge von dem Zinkstücke berührt wird. Wird das Zink unter die Zunge und auf sie das Silber gelegt, so entsteht ebenfalls ein Geschmack, der aber von dem vorigen verschieden ist. Diese entgegengesetzten Geschmacksempfindungen lassen sich aus den, durch die zersetzende Wirkung galvanischer Verbindungen in den beiden Fällen auf der Zunge ausgeschiedenen verschiedenen Bestandtheilen erklären. Eine dritte Erscheinung dieser Art ist die, daß wenn man ein Stück Zink auf den innern Augenwinkel entweder unmittelbar oder unter Zwischenlegung eines in laues Wasser eingetauchten Bäuschchens, und eine Silberplatte auf irgend einen feuchten Theil der Mundhöhlung legt, im Augenblicke der Vereinigung beider Metalle mittelst eines Draths, ein blitzähnliches Leuchten in dem vom Zink berührten Auge entsteht, das sich besonders deutlich wahrnehmen läßt, wenn der Versuch im Dunkeln angestellt wird. Legt man das Silber an's Auge, das Zink in den Mund, so entsteht bei der

Verbindung beider Metalle durch irgend einen Drath eine ähnliche, jedoch schwächere Erscheinung.

Aehnliche, aber ungleich heftigere Wirkungen auf den thierischen Körper bringen Voltaische Säulen hervor, wenn man deren Enden in gute leitende Verbindung mit den Enden des Körpertheiles bringt, in welchem man die Wirkung hervorrufen will; um aber eine gute leitende Verbindung herzustellen, ist es in den meisten Fällen nöthig, daß die Epidermis, welche im trockenen Zustande ein schlechter Leiter ist, mit Salzwasser oder verdünnten Säuren an den Stellen, welche mit der Säule verbunden werden sollen, eingerieben werde, um sie leitender zu machen. Da das Innere des thierischen Körpers nur vermöge der ihn durchziehenden Säfte leitet, und daher noch schlechter leitet, als reines Wasser, so tritt hier der Fall ein, daß die reducirte Länge des Schließungsleiters, welches hier der thierische Körper ist, im Allgemeinen sehr vielmal größer wird, als die reducirte Länge aller flüssigen Schichten in der Säule, zumal wenn diese zu den bessern Leitern gehören; es findet daher bei physiologischen Wirkungen der Säule die Gleichung (3.) §. 97. statt, der gemäß die Größe des Stromes in ihr der Anzahl der Elemente in der Säule proportional ist, wie auch aus den äußerst zahlreichen Versuchen Ritter's ohne alle Zweideutigkeit hervorgeht. Eine Ausnahme hievon macht die trockene Säule, deren nicht metallische Leiter noch viel schlechter als der thierische Körper leiten, und deren Stromeswirkungen deßwegen immer nur sehr gering werden können.

Ist der zwischen die Säule eingeführte Schließungsleiter wirklich ein prismatischer, dessen Länge l'' und dessen Querschnitt und Leitungsvermögen ω'' und $\varkappa''$ sind, so ist $\lambda'' = \frac{l''}{\omega'' \varkappa''}$, wodurch die Gleichung (3.) übergeht in

$$S = \frac{-n a \omega'' \varkappa''}{l''}, \text{ oder } \frac{S}{\omega''} = -\frac{n a \varkappa''}{l''}.$$

Da nun S die Menge der den ganzen Querschnitt ω'' durchziehenden Electricität ist, so ist $\frac{S}{\omega''}$ die Menge der durch die Flächeneinheit hindurch gehenden Electricität, und hierdurch wird offenbar die Stärke der Veränderungen im prismatischen Schließungsleiter ausgesprochen; es ist also die Stärke der Wirkung der Anzahl der Elemente, der in jedem Elemente wiederkehrenden Spannungssumme und dem Leitungsvermögen des Schließungsleiters direkt, seiner Länge dagegen umgekehrt proportional, immer aber unabhängig von seinem Querschnitt, wenn der Leiter prismatisch ist. Ist aber der Schließungsleiter aus zwei prismatischen Theilen von ungleichen Querschnitten zusammengesetzt und bezeichnen l_1, ω_1, $\varkappa_1$ und l_2, ω_2, $\varkappa_2$ die Längen, Querschnitte und Leitungsvermögen

dieser beiden Theile, so sind $\frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1}$ und $\frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2}$ ihre reducirten Längen, und man hat:

$$\lambda'' = \frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1} + \frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2}.$$

Man kann nun

$$\frac{l_1}{\omega_1 \varkappa_1} + \frac{l_2}{\omega_2 \varkappa_2} = \frac{l_1 + l_2}{\omega \cdot \frac{\varkappa_1 + \varkappa_2}{2}}$$

setzen, indem man sich einen einzigen prismatischen Leiter von mittlerem Leitungsvermögen denkt, dessen Länge die Summe der jetzigen beiden ist, und dessen Querschnitt ω sich aus der letzten Gleichung bestimmen läßt, wenn er dieselbe reducirte Länge liefern soll, wie die Verbindung der beiden vorigen, so daß

$$\lambda'' = \frac{l_1 + l_2}{\omega \cdot \frac{\varkappa_1 + \varkappa_2}{2}},$$

und also

$$S = \frac{-n \cdot a \cdot \omega \cdot \frac{\varkappa_1 + \varkappa_2}{2}}{l_1 + l_2}$$

ist, wobei S die in jedem Querschnitt unserer Kette gleiche Größe des Stromes ausspricht; daher ist die Stärke der Wirkung im ersten Theile des aus zweien prismatischen Theilen zusammengesetzten Schließungsleiters, dessen Querschnitt ω_1 ist, $-\frac{n\,a\,\omega\,\frac{\varkappa_1 + \varkappa_2}{2}}{(l_1 + l_2)\,\omega_1}$, und im zweiten Theile, dessen Querschnitt ω_2 ist, $-\frac{n\,a\,\omega\,\frac{\varkappa_1 + \varkappa_2}{2}}{(l_1 + l_2)\,\omega_2}$. Es verhalten sich folglich die Stärken der Wirkungen in den beiden Theilen, wie die Größen $\frac{1}{\omega_1}$ zu $\frac{1}{\omega_2}$, d. h.: umgekehrt wie ihre Querschnitte, ein Resultat, das sich in ähnlicher Weise auf einen Schließungsleiter ausdehnen läßt, der aus noch so vielen prismatischen Theilen zusammengesetzt ist, und dann so lautet: In einem Schließungsleiter von beliebiger Form ist die Stärke der Wirkung in seinen einzelnen Querschnitten immer der Größe dieser Querschnitte umgekehrt proportional. Aus diesem Satze erklären sich viele Besonderheiten der galvanischen Wirkungen ganz einfach, die ohne ihn etwas Räthselhaftes behielten, wie z. B. warum bei dem Zungenversuche der Geschmack um so stärker wird, in je weniger Punkten das auf der Zunge liegende Zink diese berührt. Auch bei Versuchen, in welchen die Wirkung einer

Säule auf den thierischen Körper geprüft wird, nimmt diese stets ab auf der Seite, auf welcher mehr Stellen des thierischen Körpers mit der Säule in Verbindung gebracht werden, und sie nimmt zu auf der Seite, wo wenigere Stellen des Körpers mit der Säule in Berührung kommen.

Wenn die Säule aus 100 Elementen zusammengesetzt ist, und man bringt ihr eines Ende in leitende Verbindung mit einer hinreichend leitend gemachten Stelle des Körpers, ihr anderes Ende aber mit einer zweiten solchen Stelle, die in größerer oder geringerer Entfernung von der ersten liegt, so fühlt man im Innern des Körpers zwischen den zwei berührten Stellen eine krampfartige Erschütterung, die Aehnlichkeit mit der hat, die durch eine kleine Leidner Flasche hervorgerufen wird, deren Ladung durch dieselben zwei Stellen hindurch geleitet wird. So lange die Enden der Säule mit diesen beiden Stellen in leitender Verbindung bleiben, fühlt man die krampfartige Erschütterung nicht weiter; in dieser Zeit aber lassen sich minder heftige, oft nur sehr schwache Wirkungen anderer Art wahrnehmen, die eine Folge der gleichmäßig durch den Körper hindurch strömenden Electricität zu sein scheinen, und zu ihrer Beobachtung Aufmerksamkeit verlangen. Oeffnet man nach Ablauf einiger Zeit die galvanische Verbindung, so wird man von einer neuen erschütternden Empfindung getroffen, die indessen immer beträchtlich schwächer als die bei der Schließung derselben galvanischen Verbindung erhaltene ist. Dieß ist der allgemeine Hergang bei den physiologischen Wirkungen der Säule, der von mehr oder minder heftigen Empfindungen begleitet ist, je nachdem die Säule aus einer größern oder kleinern Zahl von Elementen besteht, während die in einem Elemente thätige Spannungssumme stets von derselben Größe bleibt. Da wo specifisch empfindende Körpertheile in der Säule mit aufgenommen werden, treten nicht selten noch andere Erscheinungen zu den oben angegebenen hinzu, die bezüglich der Sinnesorgane noch näher bezeichnet werden sollen.

Gesichtsinn. Wird das Auge mit dem einen Ende der Säule in leitende Verbindung gebracht, und das andere Ende der Säule mit irgend einem andern gut leitenden Theile des Körpers, wozu die Mundhöhle am geeignetsten ist, so tritt im Augenblicke der Schließung eine blitzartige Lichterscheinung im Auge ein, und auch während der Schließung läßt sich eine Veränderung im Sehvermögen des Auges entdecken. Wird hierauf die Säule geöffnet, so zeigt sich eine neue blitzartige Lichterscheinung im Auge, die indessen der bei der Schließung wahrgenommenen in Bezug auf Helligkeit und Farbe entgegengesetzt ist. Derselbe Gegensatz tritt auch auf, wenn die Verbindung des Auges und Mundes mit entgegengesetzten Enden der Säule geschieht; dann wird die Erscheinung beim Schließen wie die vorige beim Oeffnen, und die beim Oeffnen wie die vorige beim Schließen.

Gehörsinn. Verbindet man beide Ohrenhöhlen mit den beiden Enden der Säule, so erhält man im Augenblicke der Schließung eine Erschütterung durch

den Kopf hindurch, verbunden mit einem fürchterlichen Gekrache, weßhalb man zu solchen Versuchen nicht mehr als 30 bis 40 Elemente zu nehmen pflegt. Während des Geschlossenseins der Kette vernimmt man in den Ohren ein eigenthümliches Geräusch, das Einige mit dem Kochen von zähem Teige, Andere mit dem Rollen einer Reihe von Kugeln durch den Gehörgang vergleichen.

Geruchsinn. In der Nase erregt nach Ritter das negative Ende der Säule einen Drang zum Niesen, während die Nase durch das entgegengesetzte Ende der Säule abgestumpft wird; im erstern Falle nimmt man zuweilen eine Spur von alkalischem, im andern von saurem Geruche wahr.

Geschmacksinn. Auf der Zunge bewirkt der positive Pol während der Schließung einen sauren, der negative Pol hingegen einen bittern alkalischen Geschmack, die im Augenblicke des Oeffnens der Kette sich umzukehren scheinen.

§. 99. Licht- und Wärme-Wirkungen der galvanischen Apparate.

Nach dem, was wir in §. 95. gesehen haben, läßt sich die Stärke der Electricität in einzelnen Elementen einer Voltaischen Säule bis zu einem bestimmten Grade erhöhen; es ist daher kein Wunder, daß sich aus den einzelnen Elementen einer Säule wie aus andern electrischen Körpern Funken ziehen lassen, deren Größe mit der Stärke der in diesen Elementen enthaltenen Electricität und mit dem Raume wächst, den die Elemente einnehmen. Man wird aus diesem Grunde einer Säule um so größere Funken entlocken können, je größer die Anzahl ihrer Elemente ist, und aus je größeren Platten sie besteht, und das hierbei einzuhaltende zweckmäßigste Verfahren wird das sein, daß man mit einem langen in der Hand gehaltenen Leiter das eine Ende der Säule berührt, wodurch dieses Ende Null electrisch wird, und dann das andere Ende der Säule seine höchste electrische Stärke erreicht. Nähert man unter solchen Umständen das zweite Ende des in der Hand gehaltenen Leiters dem andern Ende der Säule, so wird zwischen diesen beiden Enden ein Funken überspringen, dessen Stärke von den jedesmaligen Umständen abhängig ist. Dieser aus den galvanischen Apparaten erhaltene Funken ist indessen stets größer, als ihn gewöhnliche Körper von gleicher Größe geben, wenn sie mit Electricität von gleicher Stärke geladen werden, was daher kommt, daß gleich beim Beginn des Uebergangs von Electricität aus der Säule eine Aenderung in ihrem electrischen Zustande vorfällt, die eine Nacherzeugung von Electricität an ihren metallischen Berührungsstellen zur Folge hat, welche um so schneller geschieht, je besser die zwischen den Metallen liegenden Flüssigkeitsschichten leiten, und in demselben Verhältniß die Menge der aus der Säule in den ihr sich nähernden Leiter übergehenden Electricität vermehrt. Diese Funken werden am lebhaftesten, wenn man die Pole der Säule mit einem zugespitzten, oder auch nur mit einem sehr feinen Eisendrath verbindet, wobei ein durch

die Verbrennung der Spitzen hervorgerufenes Sprühen erzeugt wird. Sehr deutlich zeigen sich auch die Funken an gut ausgebrannter Kohle von Lindenholz, wenn eine Scheibe davon auf den obern Pol der Säule gelegt wird, und hieraus der Funken mittelst eines Eisendrathes, oder mittelst einer an einem beliebigen Drathe befestigten Kohlenspitze gelockt wird. Noch glänzender werden die Funken, wenn man sie aus der Oberfläche von Quecksilber oder von Silberamalgama zieht. Sehr schöne Erscheinungen zeigen sich auch, wenn man an einen Drath, der mit der obern Platte der Säule verbunden ist und über diese Platte zur Seite der Säule hinausragt, ein Blatt sehr dünn geschlagenen Metalls aufhängt, und dieses mit einer Quecksilberfläche, mit einer Kohlenscheibe, oder überhaupt nur mit einer Metallplatte, die mit dem andern Pol der Säule in leitender Verbindung steht, in Berührung bringt; es verbrennen dann die an dem Drathe herabhängenden Blätter mit lebhafter Flamme, und je nach dem Stoffe, woraus sie bestehen, mit verschiedenen Farben. Solche Versuche gelingen schon ganz gut mit einer Säule aus 30 Elementen, deren Platten einen Quadratfuß Oberfläche haben, und mit einer Säule aus 100 Elementen, deren Platten 4 Zoll im Quadrat Oberfläche haben, wenn beide mit einer gut leitenden Flüssigkeit aufgebaut werden; sie lassen sich aber bis zu einer unglaublichen Höhe steigern, wenn entweder die Anzahl der Elemente in den Säulen oder die Flächengröße der Platten in den Säulen beträchtlich vermehrt wird. So stellte Davy Versuche mit einer Säule aus 2000 vierzölligen Plattenpaaren an. Er mußte die von ihren Polen ausgehenden Kohlenspitzen bis nahe auf $^1/_3$ Linien einander nähern, bis eine Lichtlinie zwischen beiden entstand; dann aber konnte er die Kohlenspitzen, nachdem sie in ein intensives Glühen gekommen waren, succesive bis auf 4 Zoll auseinander rücken, ohne daß der Lichtbogen verschwand, welcher in der Mitte am breitesten war, und gegen die Kohlenspitzen schmal zulief. In diesem Feuerbogen gebrachte Diamantstücke oder Reißbleispitzen verschwanden, dicke Platindräthe zerschmolzen in große Kügelchen, Saphir, Quarz, Talk und Kalk geriethen in offenbaren Fluß. Children einerseits, Sillimann und Hare andererseits erhielten eben so mächtige Wirkungen durch Vergrößerung der Oberfläche in den Elementen. Die größten Wirkungen dieser Art erhielt in neuester Zeit Despretz mit einer Voltaischen Säule aus 600 Bunsen'schen Elementen.

Bei den bisher beschriebenen Feuer- und Verbrennungserscheinungen sind die Bedingungen, unter denen die Wirkung geschieht, nur schwer mit Genauigkeit zu ermitteln. Leichter ausführbar wird diese Ermittlung in vollkommen geschlossenen Säulen, in denen ebenfalls einzelne Theile der Kette sich erwärmen, in's Glühen gerathen, und bis zum Schmelzen und Verflüchtigen gebracht werden können. Wir wollen nun unsere im §. 97. aufgestellten Formeln in dieser Beziehung um Rath fragen, und zuvörderst bemerken, daß, wenn bei dergleichen Versuchen der Schließungsleiter auch ein Metalldrath ist, dieser

doch in der Regel so dünn genommen wird, daß seine reducirte Länge nicht als verschwindend klein gegen die des feuchten Leiters in der Säule angesehen werden kann, es müßte denn sein, daß man Säulen aus außerordentlich vielen Elementen vor sich hätte; und noch weniger darf man die reducirte Länge von allen flüssigen Leitern in der Säule als verschwindend klein in Vergleich zur reducirten Länge des Schließungsleiters nehmen; man darf sich also nicht der besondern Gleichungen (2.) und (3.) in §. 97. bedienen, sondern man muß zu der dortigen Gleichung (1.) seine Zuflucht nehmen. Diese Gleichung giebt die Größe des Stromes S in jedem Querschnitt der geschlossenen Säule so an:

$$S = \frac{-\,na}{n\lambda' + \lambda''},$$

und dividirt man diese Gleichung durch den Querschnitt ω'' des Zwischenleiters, so findet man:

$$\frac{S}{\omega''} = \frac{-\,na}{\omega''\,(n\lambda' + \lambda'')}; \qquad (1.)$$

und es ist $\frac{S}{\omega''}$ die Intensität der Wirkung in dem Zwischenleiter, von welcher die Wärmewirkung ohne Zweifel abhängig ist. Wir besitzen indessen noch so wenig vergleichende Versuche über die Erhitzung von Leitern durch die Voltaische Säule, daß ich es vorziehe, blos die Umstände hervorzuheben, von denen die Stärke des electrischen Stromes abhängig ist.

Setzt man in der Gleichung (1.) $\lambda' = \frac{l'}{\varkappa'\,\omega'}$ und $\lambda'' = \frac{l''}{\varkappa''\,\omega''}$, wo die Buchstaben l, $\varkappa$, ω sich auf die Länge, das Leitungsvermögen, den Querschnitt von einer Flüssigkeitsschicht in der Säule, oder von dem Schließungsleiter beziehen, je nachdem sie mit einem oder zwei Accenten versehen sind, so geht diese Gleichung über in:

$$\frac{S}{\omega''} = \frac{-\,na}{n\,\frac{\omega''}{\omega'}\,\frac{l'}{\varkappa'} + \frac{l''}{\varkappa''}},$$

oder, wenn man Zähler und Nenner durch n dividirt:

$$\frac{S}{\omega''} = \frac{-\,a}{\frac{l'}{\varkappa'}\,\frac{\omega''}{\omega'} + \frac{l''}{n\varkappa''}}. \qquad (2.)$$

Schon der bloße Anblick dieser letzten Gleichung führt zu folgenden Eigenthümlichkeiten der Voltaischen Säulen in Bezug auf die Stärke ihrer Wirkungen:

a) Die Stärke der Wirkung in dem Schließungsleiter einer Säule ist bei gleicher Elementenzahl, wenn die Flüssigkeitsschichten in der Säule und auch der Schließungsleiter dieselben bleiben, der Spannungssumme von einem Element der Säule proportional.

b) Wird dieselbe Säule durch zwei Leiter von gleicher Länge und gleichem Querschnitte geschlossen, so wird die Stärke des Stromes in demjenigen Leiter am größten, der das größte Leitungsvermögen hat.

c) Zwei Säulen aus gleichen Elementen, aber in verschiedener Anzahl aufgebaut, liefern, wenn ihre Enden durch einen Schließungsleiter von gleichem Querschnitt und Leitungsvermögen mit einander vereinigt werden, einen Strom von gleicher Stärke in den Schließungsleitern, wenn die Längen dieser in den beiden Säulen der Anzahl ihrer Elemente proportional sind.

Obschon die bisherigen Erfahrungen den Sätzen a) und c) nicht widersprechen, wenn in dieselben Größe der Erhitzung im Schließungsleiter für Stärke der Wirkung in ihm gesetzt wird, so gilt dieß doch keineswegs von dem Satze b), vielmehr geben die das Leitungsvermögen des erhitzten Körpers berührenden Versuche zu verstehen, daß die Größe der Erhitzung im Schließungsleiter mit der Abnahme seines Leitungsvermögens wächst und mit der Zunahme seines Leitungsvermögens fällt. Wollte man aber annehmen, daß die Erhitzung des Schließungsleiters der Stärke des Stromes $\frac{S}{\omega''}$ direkt und dem Leitungsvermögen $\varkappa''$ im Schließungsleiter umgekehrt proportional, also $\frac{S}{\varkappa''\omega''}$ oder, der Gleichung (2.) gemäß, $\frac{-a}{l'\frac{\varkappa''\omega''}{\varkappa'\omega'}+\frac{l''}{n}}$ ist, so stimmt dieser Ausdruck zwar besser mit der Summe der bisherigen Erfahrungen überein, und läßt die Sätze a) und c) in ihrer vollen Kraft bestehen, verlangt aber nichts desto weniger zu seiner Rechtfertigung eigens dahin gerichtete Versuche, die um so mehr Schwierigkeiten darbieten werden, als das Leitungsvermögen $\varkappa''$ des Schließungsleiters mit seiner Temperatur veränderlich ist, und deßhalb in jedem besondern Falle besonders bestimmt werden muß.

§. 100. Chemische Wirkungen der galvanischen Apparate.

Wenn ein chemisch zusammengesetzter prismatischer Körper als Schließungsleiter die Enden einer Voltaischen Säule verbindet, und die Intensität des Stromes in ihm groß genug ist, so wird er in seine Bestandtheile zerlegt, bis zuletzt von dem zusammengesetzten Körper selber nichts mehr übrig ist; und dieß gilt nicht nur von dem Schließungsleiter, sondern eben so gut auch von jedem in der Säule befindlichen zerlegbaren Körper. Die mannigfaltigen Umstände, welche im Gefolge von solchen Zersetzungen sind, verdienen eine nähere Betrachtung. Der zerlegbare Körper grenzt bei der Art, wie wir uns die Voltaischen Säulen aufgebaut gedacht haben, an zwei Metallplatten,

die wir die Zersetzungswände *) nennen wollen, und zwar positive Wand die, von welcher aus positive Electricität in den zu zersetzenden Körper eingeht, oder in welche negative Electricität aus dem zu zersetzenden Körper übergeht, dagegen negative Wand die, von welcher aus negative Electricität in den zu zersetzenden Körper eingeht, oder in welche positive Electricität aus dem zu zersetzenden Körper übergeht. Da nach dem, was in §. 95. bei der Gleichung (2.) erwiesen worden ist, die Enden des Schließungsleiters in einer Voltaischen Säule immer eine electrische Differenz von bestimmter Größe besitzen, so fließt in ihm entweder + E in einer Richtung oder — E in der entgegengesetzten Richtung ab, was aber den Zersetzungswänden in beiden Fällen einen und denselben Namen läßt. Man bemerkt nun bei allen Zersetzungen durch galvanische Apparate, daß sich der eine Bestandtheil nur an der positiven Wand, der andere nur an der negativen Wand ausscheidet, und nennt diesem zur Folge jenen Bestandtheil den negativen, diesen den positiven Bestandtheil des zerlegten Körpers. Das Verhalten der ausgeschiedenen Bestandtheile kann je nach ihrer Beschaffenheit und der der Zersetzungswände ein sehr verschiedenes sein; man hat in dieser Beziehung und überhaupt in Betreff der chemischen Wirkungen durch die Säule Folgendes beobachtet:

a) der negativere Bestandtheil legt sich zunächst an die positive Wand, der positivere an die negative Wand an, und sammelt sich hier, wenn er ein luftförmiger Körper ist, in Bläschen an, die zur Oberfläche der Flüssigkeit emporsteigen, und dann ganz aus dem galvanischen Apparate heraustreten; ist er aber ein wasserförmiger oder fester Körper, so überzieht er die Wand mit einer anfänglich äußerst dünnen Schicht, die an Dicke stets zunimmt, und dann wohl auch theilweise von der Wand sich ablösen kann. Sind diese Schichten feste Körper, so macht es bezüglich des weiteren Verlaufes der galvanischen Wirkung einen großen Unterschied, ob sie sich als dichte Massen ansetzen, und die Wand von dem zu zersetzenden Körper gänzlich abhalten, oder ob sie sich in poröser Form anhäufen, und dann der in Zersetzung begriffenen Flüssigkeit doch noch immer einen, wenn schon verminderten, Zugang zur Wand gestatten.

b) Haben die Wand und der an ihr sich anlegende Bestandtheil chemische Verwandtschaft zu einander, so bringt der Bestandtheil in die Wand ein, und bildet eine Schicht von einer aus diesen beiden Körpern zusammengesetzten chemischen Verbindung, die anfänglich äußerst dünn ist, mit der Zeit aber stets dicker wird. Diese Schichten von neu gebildeten Körpern entziehen sich nicht

---

*) Es ist die Zersetzungswand dasselbe, was von Faraday Electrode genannt wird. Anode ist bei ihm das, was wir positive Wand nennen, Kathode das, was bei uns negative Wand heißt.

selten mit großer Hartnäckigkeit unserer unmittelbaren sinnlichen Wahrnehmung, zuweilen jedoch fallen sie auch mit großer Leichtigkeit in die Augen.

c) Werden gleichzeitig mehrere zersetzbare Flüssigkeiten, durch Wände mit haarröhrchenförmigen Durchgängen von einander geschieden, als Theile des Schließungsleiters in eine recht wirksame Säule eingebracht, so bringt der negative Bestandtheil einer jeden Flüssigkeit bis zur positiven Wand des Schließungsleiters, der positive Bestandtheil bis zur negativen Wand hin, außer wenn er auf seinem Wege bei seinem Durchgang durch eine andere Flüssigkeit in dieser einen Bestandtheil findet, mit dem er sich zu einem unauflöslichen und nicht leitenden Körper verbindet, der dann in Mehlform zu Boden sinkt. Man kann es auf diese Weise dahin bringen, wenn man einen Theil des menschlichen Körpers zur Scheidewand zwischen zweien von den Flüssigkeiten macht, daß Säuren oder Kalien durch den menschlichen Körper wandern. Dabei erregen die unsern Körper durchwandernden Stoffe keine Empfindung in ihm, was sich daraus erklärt, daß in jedem Augenblicke immer nur eine unendlich kleine Menge des Stoffes innerhalb des Körpers sich befindet, der Stoff also den Körper in einer unendlichen Verdünnung durchzieht.

d) Nicht alle in den galvanischen Verbindungen vor sich gehenden Zersetzungen sind unmittelbar durch den Strom hervorgerufene, es können durch die aus einem Stoffe unmittelbar ausgeschiedenen Bestandtheile Bestandtheile anderer Stoffe auf rein chemischem Wege ausgeschieden werden, ohne daß dabei die galvanische Wirkung selber in Anspruch genommen wird, wie z. B. bei dem unter c) angezeigten Niederfallen eines festen Körpers. Jene Zersetzungen pflegt man direkte, diese secundäre zu nennen. Faraday nennt Körper, welche durch den galvanischen Strom unmittelbar zerlegt werden, Electrolyte, und hält dafür, daß alle aus gleichen Aequivalenten ihrer Elemente zusammengesetzten Körper Electrolyte seien, während er solche Körper, die aus einem Aequivalent des einen Elements und mehreren Aequivalenten des andern bestehen, nicht für Electrolyte hält. Meine eigenen Versuche führten mich zu der Ansicht hin, daß bei den Zersetzungen durch den galvanischen Strom Ordnungen der Zersetzbarkeit zu berücksichtigen seien, daß manche Verbindung eine gleichsam unendlich geringere Kraft zu ihrer Trennung als eine andere verlange, und daß Trennungen der leichtern Art immer Trennungen der schwerern Art vorangehen. Für Untersuchungen dieser Art steht noch ein weites Feld offen.

e) Einen Glanzpunkt unter den Versuchen über die Zersetzung der Körper durch die Voltaische Säule bilden die dahin gehörigen Arbeiten Davy's. Er war der erste, welcher nachwies, daß sich die damals noch für einfache Körper gehaltenen Alkalien und Erden durch den galvanischen Strom zerlegen lassen, und nichts anderes seien als Oxyde von bisher noch unbekannten Me-

tallen oder metallähnlichen Körpern. Diese Entdeckung traf die Welt wie ein electrischer Schlag und versetzte die Experimentatoren aller Länder in eine wetteifernde Bewegung.

f) Die Art, wie die Bestandtheile eines zusammengesetzten Körpers durch den electrischen Strom auseinander gezogen werden, führte zu der Vermuthung hin, daß in den kleinsten Körpertheilchen selber electrische Kräfte sich geltend machen, und daß schon zwischen zwei Atomen von differenten einfachen Körpern sich dieselben Spannungen zeigen wie zwischen den Massen solcher Körper, wodurch die chemischen Hergänge zwischen beiden eingeleitet werden. Auf diese Weise bildeten Davy und Berzelius das heraus, was später den Namen der electrochemischen Theorie erhalten, und in Verbindung mit der Stöchiometrie unsere heutige Chemie auf eine so bewundernswerthe Höhe gehoben hat. Die electrochemische Theorie nimmt an, daß die Körper-Atome nicht an und für sich electrische Kräfte besitzen, sondern diese erst im Akte der Berührung erhalten, um erklären zu können, wie derselbe Körper bald als der positivere, bald als der negativere auftreten könne. Es scheint indessen, daß die electrochemische Theorie ein solches, dem Verstande wenig zusagendes Auskunftsmittel nicht nöthig haben wird, wenn sie sich die Mühe nimmt, ihren Aufbau der allgemeineren Vorstellung von der Spannung gemäß zu bewirken.

g) Faraday überzeugte sich durch Versuche, daß in jedem Theile eines galvanischen Apparates, in welchem eine Zersetzung vor sich geht, eine der Größe des Stromes proportionale Menge der Electrolyten in der gleichen Zeit zerlegt werde, und daß die in verschiedenen Electrolyten durch dieselbe Säule und in der gleichen Zeit ausgeschiedenen Bestandtheile ihrer Menge nach sich zu einander verhalten, wie deren Aequivalentenzahlen. Man begreift diesen Satz unter der Benennung des electrolytischen Gesetzes.

Es geht aus den Versuchen selber mit großer Sicherheit hervor, daß die in einem Querschnitt der Säule vor sich gehende Zersetzung der Größe ihres Stromes proportional ist; man kann daher ohne Bedenken bei Untersuchungen über die chemische Kraft die Gleichung (1.) oder (2.) des §. 99. benützen, und in ihr unter S die Größe der chemischen Wirksamkeit der Säulenverbindung verstehen, wie denn auch in der That die dort aus der Gleichung (2.) abgeleiteten drei Sätze in Bezug auf chemische Wirksamkeit durch die Erfahrung vollkommen bestätigt werden. Weil indessen vermöge der enormen Ungleichheit im Leitungsvermögen der verschiedenen Körper bald $n\lambda'$ verschwindend klein in Bezug auf λ'', bald λ'' verschwindend klein in Bezug auf $n\lambda'$ werden kann, so wird man in solchen Fällen zuweilen auch eine der einfacheren Gleichungen (2.) oder (3.) in §. 97. zuziehen können.

§. 101. Wirkungen des galvanischen Stromes auf Magnete.

Die Oerstedt'sche Entdeckung besteht darin, daß eine Magnetnadel durch den mit ihr im Ruhestande parallelen Schließungsleiter einer Voltaischen Säule abgelenkt wird und sich, zur Ruhe gekommen, unter einem gewissen Winkel gegen den Schließungsleiter einstellt, welcher Winkel um so mehr ein rechter wird, je größer die ablenkende Kraft des galvanischen Stromes auf die Magnetnadel in Vergleich zu der Kraft ist, womit der Erdmagnetismus dieser Nadel eine bestimmte Richtung zu geben strebt. So z. B. wird jener Winkel fühlbar ein rechter, wenn man zwei gleiche und gleich starke Magnetnadeln in gerade entgegengesetzter Richtung und in einem Abstande von einigen Zollen mit einander verbindet und die Verbindung an einem Coconfaden aufhängt. Die Ebene dieser Verbindung von zwei Nadeln, welche Verbindung Doppelnadel heißt, stellt sich senkrecht gegen den Schließungsleiter ein, wenn dieser von einem beträchtlich starken Strome durchflossen wird, woraus sich schließen läßt, daß der Strom die Nadel eigentlich immer in eine Richtung bringen will, die senkrecht auf seiner eigenen steht, daran aber durch die richtende Kraft der Erde, die parallel zum Strome wirkt, gehindert wird. In der Doppelnadel ist die richtende Kraft des Erdmagnetismus fast gänzlich aufgehoben, darum gehorcht die Doppelnadel der richtenden Kraft des Stromes fast ganz allein. Die magnetische Beschaffenheit des Schließungsleiters spricht sich auch darin aus, daß sich an ihn, während er vom Strome durchflossen wird, Eisenfeile anlegt und an ihm so lange hängen bleibt, als er vom Strom durchlaufen wird. Die Angabe der Seite, nach welcher hin die Magnetnadel durch den Strom abgelenkt wird, stößt von vorn herein auf Schwierigkeiten. Die Ablenkung der Magnetnadel ist nämlich unter übrigens gleichen Umständen eine entgegengesetzte, sowie man die Nadel auf entgegengesetzte Seiten des Schließungsdrathes bringt, was selbst dann noch wahr bleibt, wenn der Schließungsdrath nicht mehr parallel zur Nadel läuft, sondern schief oder gar senkrecht zu derselben gestellt wird. Alle diese sich gewissermaßen widersprechenden Einwirkungen des Schließungsdrathes auf die Magnetnadel lassen sich indessen durch eine sehr einfache Regel wiedergeben, die in dem folgenden Satze ausgesprochen ist:

Denkt sich der Beobachter, sein Gesicht nach der Magnetnadel hin gerichtet, in unverdrehter Stellung so in den Strom hinein gelegt, daß die positive Electricität zu seinen Füßen ein- und zu seinem Kopfe aus-, oder die negative zu seinem Kopfe ein- und zu seinen Füßen austritt, so bewegt sich der Nordpol der Magnetnadel, d. h. dasjenige ihrer beiden Enden, welches in ihrem Ruhestand nach Norden hinsieht, jedesmal nach seiner linken Hand hin.

Schweigger in Halle hatte den glücklichen Gedanken, dieses Abweichungsgesetz zur Verstärkung der Wirkung eines Schließungsleiters auf die Magnetnadel zu benützen; er wand nämlich einen langen Schließungsleiter, den er, um Seitenableitungen zu verhüten, mit Seide überspinnen ließ, zu einem aus vielen Ringen bestehenden Reifen auf und brachte dessen Enden mit den Enden der galvanischen Vorrichtung in leitende Verbindung. Wurde dieser Reifen in lothrechter oder nahehin lothrechter Stellung auf einer horizontalen Unterlage befestigt, und in dessen Mittelpunkt eine horizontalbewegliche Magnetnadel so angebracht, daß sie im Ruhestande in der Ebene des Reifens lag, so trugen alle einzelnen Ringe sowohl, wie alle Stellen eines Ringes gleichmäßig dazu bei, die Magnetnadel nach derselben Seite hin abzulenken, wodurch die Anzeige gerade in den Fällen mächtig verstärkt wurde, wo die Strömung an sich nur eine schwache war. Dieses höchst einfache Instrument wurde von Schweigger sehr zweckmäßig galvanischer Multiplicator genannt. Verbindet man mit diesem Multiplicator eine Doppelnadel in der Weise, daß deren eine Magnetnadel in das Innere des Reifens, die andere nach außen hin zu liegen kommt, so erhält man eine Vorrichtung zur Nachweisung einer electrischen Strömung, welche an Empfindlichkeit mit dem Frosche wetteifert, und von zufälligen Umständen weniger abhängig als dieser ist.

Es ist durch vielfache Versuche außer allen Zweifel gestellt worden, daß die Kraft, womit der Schließungsleiter die Magnetnadel ablenkt, der Größe des Stromes in dem galvanischen Apparate unter allen Umständen proportional ist; man kann daher ohne die geringste Bedenklichkeit die in §. 97. für Voltaische Säulen bestimmter Art mitgetheilte Gleichung

$$S = \frac{-\,n\,a}{n\lambda' + \lambda''} \qquad (1.)$$

in dem Sinne nehmen, daß in ihr unter S die Größe der Kraft verstanden wird, womit der Schließungsleiter die Magnetnadel zur Ablenkung treibt. Nimmt man zu solchen Versuchen einen metallischen Schließungsleiter von prismatischer Form, dessen Querschnitt nicht sehr klein ist, so wird fast immer dessen reducirte Länge λ'' sehr klein sein in Vergleich zu der λ' von einer Flüssigkeitsschicht in der Säule; dann kann man statt der Gleichung (1.) die

$$S = \frac{-\,a}{\lambda'} \qquad (2.)$$

nehmen, aus welcher hervorgeht, daß in einem solchen Falle die Stärke der Ablenkung unabhängig ist von der Anzahl n der Elemente, woraus die Säule besteht. Es bringt sonach bei Versuchen über die Einwirkung der Säule auf die Magnetnadel keinen Vortheil, mehr als ein Element anzuwenden; dagegen wird in diesem Falle die Einwirkung um so größer werden, je kleiner man die reducirte Länge λ' des in dem Elemente vorhandenen nichtmetallischen Lei-

ters werden läßt *). So lange der Schließungsleiter aus Metall besteht, kann nicht leicht $n\lambda'$ sehr klein in Bezug auf λ'' werden; wohl aber kann dieß geschehen, wenn der Schließungsleiter eine in eine Glasröhre eingeschlossene Flüssigkeit ist. Dann geht die Gleichung (1.) über in:

$$S = \frac{-na}{\lambda''}, \qquad (3.)$$

welche zu verstehen giebt, daß jetzt die Größe der Wirkung auf die Magnetnadel der Anzahl der Elemente in der Säule proportional ist. Wo, in der Absicht zu dem hier besprochenen Extrem zu gelangen, dem flüssigen Schließungsleiter eine beträchtliche Länge gegeben wird, da bringt es Nutzen, ihn in der Form eines Multiplicators aufzuwinden.

Die Beurtheilung, wie die Größe der Wirkung eines Multiplicators mit der Anzahl seiner Windungen zunimmt, läßt sich ebenfalls aus der Gleichung für die Größe des Stromes in einer galvanischen Verbindung schöpfen. Denken wir uns nämlich in einer Säule den Schließungsleiter in der Form eines Kreises von der reducirten Länge λ'' ihre beiden Enden vereinigend, so ist

$$\frac{-na}{n\lambda' + \lambda''}$$

der Größe seiner Einwirkung auf die Magnetnadel proportional; denken wir uns aber dieselbe Säule durch einen Schließungsleiter von N gleichen Windungen von der reducirten Länge λ'' geschlossen, so ist die Wirkung von einer solchen Windung auf die Magnetnadel:

$$\frac{-na}{n\lambda' + N\lambda''},$$

und die Wirkung aller N Windungen auf die Nadel, wenn wir die Wirkung einer jeden Windung auf sie von gleicher Größe annehmen:

$$\frac{-Nna}{n\lambda' + N\lambda''} \text{ oder } \frac{-na}{\frac{n}{N}\lambda' + \lambda''};$$

das Verhältniß der Wirkung von N Windungen zu der von einer einzigen Windung ist folglich:

$$\frac{n\lambda' + \lambda''}{\frac{n}{N}\lambda' + \lambda''},$$

mithin im Allgemeinen um so größer, je größer N ist, jedoch nur auf so lange, als nicht $n\lambda'$ sehr klein in Bezug auf λ'' ist. So lange $n\lambda'$ sehr groß in

*) Die beste Anordnung des Elements in diesem Falle ist die, wo die Flüssigkeitsschicht zwischen den beiden Metallplatten liegt, und diese mittelst des metallenen Zwischenleiters unter sich vereinigt werden.

Bezug auf $N\lambda''$ ist, ist die Wirkung des Multiplicators nahe der Anzahl seiner Windungen proportional; denn dann wird die vorhin angegebene Verhältnißzahl zwischen den Wirkungen eines Schließungsleiters mit N Windungen und mit einer Windung:

$$N \frac{n\lambda' + \lambda''}{n\lambda'},$$

oder sehr nahe N. Ist aber $n\lambda'$ sehr klein in Bezug auf $N\lambda''$, so wird das Verhältniß zwischen den zwei Wirkungen mit einem Schließungsleiter von N Windungen und mit dem von einer Windung, weil in dem gleichen Falle $\frac{n\lambda'}{N}$ sehr klein in Vergleich zu λ'' ist:

$$1 + n \frac{\lambda'}{\lambda''},$$

also werden beide Wirkungen unter diesen Umständen nur dann einander gleich, wenn auch $n\lambda'$ sehr klein in Bezug auf λ'' wird.

§. 102. Theoretische Verknüpfung der verschiedenen Wirkungsweisen galvanischer Apparate unter einander.

Ich habe in einem Anhange zu der Schrift, von welcher schon am Ende des §. 94. die Rede war, zu zeigen versucht, wie durch die eigenthümliche Electricitätsvertheilung in wirksamen galvanischen Ketten nothwendigerweise eine polare Auseinanderziehung verschiedenartiger Atome in den aus ihnen zusammengesetzten Molecülen und zwar in der Richtung des Stromes herbeigeführt werden müsse. Diese Betrachtungen liegen seit mehr als einem Vierteljahrhundert brach darnieder; nur den Einwand dagegen erinnere ich mich gelesen zu haben, daß eine so schwache Electricität, wie die der Berührung ist, nicht wohl so große Wirkungen hervorrufen könne, wie sie in der geschlossenen Kette wahrgenommen werden. Ohne jene meine Ansicht als die schließlich richtige vertheidigen zu wollen, erlaube ich mir doch hier zur Schwächung des gegen sie erhobenen Einwandes die Bemerkung, daß zwar allerdings die durch jene Theorie zur Kenntniß gebrachten Kräfte in der galvanischen Kette nur äußerst kleine sind, dafür aber auch nur in unendlich kleine Entfernungen zu wirken haben, wodurch das Produkt ihrer Thätigkeiten ein Erzeugniß von endlicher Größe, ja wenn es sein muß, ein unendlich großes Erzeugniß nach menschlichen Begriffen geben kann. Ohne meine damaligen Vorstellungen auf's Neue aufnehmen und fester begründen zu wollen, werde ich sie doch dazu benützen, um die in den vier letzten Paragraphen beschriebenen galvanischen Erscheinungen in eine einfache rationelle Verbindung unter einander zu bringen.

Was erstlich die magnetische Wirkung der galvanischen Verbindungen betrifft, so kann freilich die schwache längs ihrer Theile sich hinziehende Elec-

tricität die Magnetnadel nicht mit solcher Gewalt zur Seite werfen, wie in der That geschieht, was aber sie selbst nicht zu leisten vermag, das können wohl die durch sie erzeugten, unendlich vielen kleinen Magnetchen, wenn ich so die in der Richtung des Stromes polarisch aus einander gezogenen Molecüle nennen darf.

Was zweitens die chemische Wirkung der galvanischen Kette betrifft, so kann es wohl geschehen, daß die Kraft, welche die verschiedenartigen Atome der Molecüle in der Richtung des Stromes aus einander zieht, groß genug wird, um ein Zerreißen derselben zu bewirken; dann werden die Atome der einen Art in der Richtung des Stromes nach der einen Seite, die der andern Art nach der entgegengesetzten Seite sich fortbewegen, und es kann die eigentliche Scheidung nur an den Grenzen des in der Zerlegung begriffenen Körpers sich wahrnehmen lassen, weil die im Innern dieses Körpers bewegten verschiedenartigen Atome sich einander begegnen und sich dann wieder, wiewohl an einer etwas andern Stelle, zu einem der vorigen Molecüle vereinigen. Unter Umständen kann, wie ich in dem erwähnten Anhange gezeigt habe, neben dem Auseinanderziehen der verschiedenartigen Bestandtheile, eine Fortbewegung beider in der Richtung des Stromes nach derselben Seite hin veranlaßt werden; ist dann die auseinanderziehende Kraft der Atome nicht groß genug, um ein Abreißen derselben von einander zu bewirken, so wird eine dem Anscheine nach blos mechanische Fortbewegung der Molecüle erfolgen müssen, da wo diese nicht durch äußere Hemmungen verhindert wird.

Was drittens die Hitzewirkungen der Säule angeht, so wird die aus der electrischen Vertheilung in den Leitern hervorgehende trennende Kraft nicht ausschließlich blos die Körpermolecüle treffen, sondern eben so gut auch alles, was sich zwischen diesen befinden mag; ist es daher wahr, daß sich zwischen diesen die zu Null vereinigten beiden Electricitäten befinden, so werden auch diese und zwar mit großer Leichtigkeit aus einander gerissen werden, um sich in größter Nähe auf's Neue wieder mit einander zu vereinigen. Man kennt aber schon aus der alten Electricitätslehre, welche große Hitzewirkungen die Vereinigung der beiden entgegengesetzten Electricitäten zur Folge hat. Die Hitzewirkungen in der galvanischen Kette scheinen die Begleiter und Vermittler aller ihrer übrigen Wirkungen zu sein.

Was endlich die physiologischen Wirkungen der Säule anlangt, so ist es kein Wunder, daß eine Kraft, welche die dem Thiere eigene Zusammensetzungsweise zu zerreißen droht, in ihm eine so heftige Empfindung, das Vorgefühl eines ihn berührenden Todeskampfes erzeugt.

Die Bewegung ganzer Massen durch den Strom, von welcher bei den chemischen Wirkungen der Säule die Rede war, kann zu sehr verwickelten Erscheinungen Anlaß geben, namentlich wenn zu ihr noch andere Wirkungen

hinzutreten. Um einen kleinen Begriff von dieser Art Erscheinungen zu geben, will ich einige derselben genauer beschreiben.

Gießt man in ein Uhrglas oder in eine Porzellanschale eine geringe Quantität reinen Quecksilbers und über dieses eine andere Flüssigkeit, so kann die Verbindung dieser beiden Körper mit der Säule auf die drei in Fig. 93. durch a, b und c bezeichnete Weisen bewerkstelligt werden, wo n einen vom negativen Pole der Säule kommenden Drath vorstellt, dessen Ende in a in das Quecksilber, in b und c dagegen blos in die über dem Quecksilber liegende Flüssigkeit, ohne das Quecksilber selber zu berühren, eintaucht; p hingegen einen vom positiven Pole der Säule herkommenden Drath bezeichnet, dessen Ende in a und b blos in die Flüssigkeit taucht, ohne das Quecksilber zu berühren, in c aber durch die Flüssigkeit hindurch bis in das Quecksilber ragt. Die nun kommenden Versuche verlangen ein besonderes Gestelle, mittelst welchem die Dräthe n und p in der Stellung, die man ihnen geben will, unverrückt festgehalten werden können.

Fig. 93.



A. Ist die über dem Quecksilber stehende Flüssigkeit eine starke Kalilösung, und wird die Verbindung wie in a hergestellt, so plattet sich das Quecksilber ab, es wird breiter und zugleich niedriger, und in der Kalilösung erscheint eine Strömung vom Ende des Drathes p nach der Stelle hin, wo der Drath n in das Quecksilber taucht; diese Strömung kehrt auf beiden Seiten längs dem Rande des Uhrglases in gekrümmten Bahnen wieder nach dem Ende des Drathes p zurück. Wird nun der Drath n aus dem Quecksilber herausgezogen und blos in die Kalilösung eingetaucht, so daß die Drathstellung b entsteht, so dauert die angegebene Strudelströmung noch eine Weile und zwar verstärkt fort, wozu auch die eintretende Gasentwicklung beiträgt, hört aber nach einer Weile gänzlich auf. Diese letztere Strömung scheint von dem Kalimetall herzurühren, das bei der vorigen Art der Schließung in das Quecksilber übergegangen ist. Giebt man den Dräthen n und p die Stellung c, so breitet sich dabei das Quecksilber nicht plötzlich weiter aus, wie bei der Stellung a, es oxydirt sich aber und wird zähe, man sieht keine Strömungen, die sich aber nach Herschel unter der Oxydkruste bilden und sichtbar werden, wenn man durch ein paar Tropfen Salpetersäure die Oxydkruste entfernt. Eine artige Modification dieser Erscheinungen tritt ein, wenn man den Drath p das Quecksilber nur eben an seinem Umkreise berühren läßt; es tritt dann ein Wechsel von Contractionen und Expansionen ein, der sich mit den Pulsationen des Herzens vergleichen läßt. Werden gleich anfänglich die Dräthe, bevor noch einer von ihnen das Quecksilber berührt hatte, in die Stellung b

gebracht, so treten die beiden vorigen Erscheinungen gleichzeitig, jedoch nicht mit der gleichen Deutlichkeit auf, immer aber nimmt das Quecksilber eine ruckweise Bewegung nach dem Drathe p hin an.

B. Wird über das Quecksilber eine Lage von concentrirter Schwefelsäure gegossen, und ist die Stellung der Dräthe die in b abgebildete, so wird das Quecksilber durch den vom negativen Pole herkommenden Drath n angezogen, wodurch es in eine zuckende Bewegung geräth; gleichzeitig entsteht eine lebhafte Strömung in der Schwefelsäure, die vom Drathe n nach dem p hingeht und sich zu beiden Seiten an den Wänden des Gefäßes in krummlinigen Bahnen nach n wieder zurück zieht. Bringt man die Dräthe in die Stellung a, so zieht sich das Quecksilber zusammen; es nimmt an Höhe und Krümmung zu, und bedeckt sich auf seiner ganzen Oberfläche mit Luftblasen. Bringt man endlich die Dräthe in die Stellung c, so tritt eine auffallende Abplattung und Ausbreitung des Quecksilbers ein; die Strömung zwischen den beiden Dräthen nimmt sehr ab, und geschieht mehr in einer geraden Linie.

Man sieht hieraus, daß die Erscheinungen bei der Schwefelsäure denen bei'm Kali fast ganz entgegengesetzt sind. Zu diesen Versuchen ist eine großplattige Säule aus 30 bis 50 Elementen die bequemste; aber auch schon ohne Säule lassen sich ähnliche Erscheinungen hervorrufen. Gießt man auf einen Tropfen Quecksilber Schwefelsäure in größerer Menge, und berührt das Quecksilber an seinem Rande mit der Spitze eines Eisendrathes, so zieht sich der Tropfen sichtbar zusammen; entfernt man nun die Drathspitze wieder von dem Tropfen, so dehnt sich derselbe aus und nimmt seine ursprüngliche Gestalt wieder an. Durch die geeignete Stellung der Eisendrathspitze kann man es dahin bringen, daß sich abwechselnd die Zusammenziehungen und Ausbreitungen des Tropfens von selber wiederholen.

§. 103. Veränderlichkeit der galvanischen Apparate.

Wirft man einen wiederholten Blick auf die in §. 100. beschriebenen Hergänge in den galvanischen Apparaten, so wird man darin einen reichen Quell zu den mannigfaltigsten Abänderungen dieser Apparate nicht verkennen können. Die an den Zerlegungswänden abgeschiedenen Bestandtheile haben im Allgemeinen ein anderes Spannungs- und Leitungsvermögen als die Körper hatten, aus denen sie hervorgegangen sind, woraus der Spannungssumme und der reducirten Länge der galvanischen Verbindung mancherlei Aenderungen zugehen, die dadurch nur noch verwickelter werden, wenn die ausgeschiedenen Schichten in die Zerlegungsplatten übergehen, und hier wieder andere Produkte mit eigenen Spannungs- und Leitungsvermögen liefern. Die Gleichungen (8.) und (12.) in §. 94. ändern bei solchen Ketten in jedem Augenblicke nicht blos in Bezug auf die Größen A und $\varLambda$, sondern auch in

Bezug auf die $\mathfrak{E}$ und O ihre Werthe, die mit der Zeit stets andere werden, weil die Menge der ausgeschiedenen Bestandtheile stets zunimmt, wodurch ihre wahren Längen, somit auch deren reducirte sich fortwährend abändern. Die Experimental-Physik ist noch weit von der Stelle entfernt, wo sie die Gesammtheit solcher Veränderungen wird vorhersagen und dadurch die angeführten Gleichungen auf solche veränderliche Apparate wird anwenden können; es bleibt ihr daher für jetzt nichts anders übrig, als solche galvanische Apparate aufzusuchen, in denen entweder gar keine, durch die Apparate selber verursachten, innern Umwandlungen vorfallen oder doch nur so geringe, daß sie der Prüfung jener Gleichungen keinen Eintrag thun. Die Thätigkeit der Naturforscher hat seit der Erscheinung der „galvanischen Kette" mehrere Voltaische Elemente dieser Art aufgefunden und diese von andern beweglichern durch das Beiwort der constanten unterschieden. Ich werde nun successive die wichtigern dieser constanten Elemente durchgehen.

a) Das erste als constant erkannte Element ist von mir selber zur Prüfung der erwähnten Gleichungen angewandt worden. Seebeck hatte entdeckt, daß zwei sich berührende Metalle, wenn sie an ihrer Berührungsstelle erhitzt werden, ihre Spannung ändern, und seine zahlreichen Versuche belehrten ihn, daß diese Spannungsänderung unter übrigens gleichen Umständen zwischen Antimon und Wismuth am größten wird; diese Art von Electricitätsabänderungen nannte man seither Thermo-Electricität. Es war leicht einzusehen, daß wenn man die Enden von sich berührendem Antimon und Wismuth durch einen Drath von irgend einem dritten Metalle bei gleichbleibender Temperatur verbindet, kein Strom in dieser Kette sich bilden könne, weil dem ersten Theil des Spannungsgesetzes zur Folge die Spannungssumme nothwendig Null sein muß; wird aber die Berührungsstelle zwischen Antimon und Wismuth erhitzt, so wird die Spannungssumme in der Kette so groß, als die Aenderung der Spannung zwischen diesen beiden Metallen durch Erhitzung beträgt. In der That gelang es mir, durch eine ähnliche Kette die angeführte Gleichung (8.) in ihrer Hauptsache vollkommen zu bestätigen. Es ist meine Ueberzeugung, daß dieses thermoelectrische Element das constanteste von allen andern ist, wenn man dabei auf völlige Unveränderlichkeit der Temperaturen an den verschiedenen Stellen des Elementes gehörige Rücksicht nimmt, was zu erreichen nicht schwer hält, worauf ich aber damals nicht alle mögliche Sorgfalt verwendet hatte. Dieses Element verdankt seine Constanz der gänzlichen Abwesenheit von allen chemischen Zerlegungen.

b) Ein davon sehr verschiedenes constantes Element wurde durch Daniell eingeführt. Bei diesem bestehen die Metallplatten aus Kupfer und Zink, zwischen welchen eine poröse Zwischenwand angebracht ist, wozu am bequemsten ein Becher von nicht glasirtem Porzellan genommen wird, in dessen innern Raum das eine Metall in Cylinderform eingesetzt wird, während das

andere, ebenfalls in Cylinderform, den Thonbecher umgiebt. Zwischen das Kupfer und den Thon-Cylinder wird eine concentrirte Lösung von Kupfervitriol in destillirtem Wasser eingegossen, während der Zwischenraum zwischen Zink und dem Thon-Cylinder mit einer Auflösung von Zinkvitriol, von Kochsalz oder mit einer stark verdünnten Säure ausgegossen wird. Dieses Daniell'sche Element nimmt die Beständigkeit seiner Wirkung aus dem Umstande her, daß die Zerlegungen, welche in ihm vorfallen, weder beträchtliche Spannungsänderungen, noch erhebliche Abänderungen im Leitungswiderstande seiner Theile verursachen können. In der Kupfervitriollösung fällt zwar eine Zerlegung vor, das daraus abgeschiedene Kupfer aber legt sich an das Kupfer des Elementes an, und giebt hier zu keiner Spannung Anlaß, die ausgeschiedene Säure aber dringt in die Thonzelle über; eben so geht eine Zerlegung der an dem Zinke anliegenden Flüssigkeit vor sich, ihre Säure tritt am Zinke auf und verbindet sich mit diesem zu einem neutralen Zinksalze, welches keine beachtungswerthe Spannung mit dem Zinke eingeht, während deren Basis in die Thonzelle sich begiebt und mit der in dieselbe Zelle von der Kupferseite her eingedrungenen Säure ein Neutralsalz bildet, das keine Spannungsänderung verursacht. Das Element bleibt zu aller Zeit das gleiche, wenn die am Zink anliegende Flüssigkeit aus Zinkvitriollösung besteht, aber auch wenn dieß nicht der Fall ist, können doch nur sehr geringfügige Veränderungen aus dem verschiedenen Leitungsvermögen der verschiedenen Neutralsalze, die anfänglich Schichten von nur sehr geringer Dicke bilden, entspringen. Die Stelle, welche die Constanz dieses Elements am meisten gefährdet, ist die poröse Thonwand selber. Wenn in dieser das entstandene Neutralsalz selber wieder eine Zerlegung erleidet und dessen Basis nach dem Kupfer hingeführt wird, so giebt diese, wenn sie Zink oder gar noch positiver ist, zu einer nachtheiligen Spannung von bedeutender Größe Veranlassung, und dann nimmt die Wirkung des Elements rasch ab. Der Vortheil der Thonzelle besteht eben darin, daß dieser Zeitpunkt durch ihre besondere Form viel weiter in die Ferne gerückt wird, als ohne sie der Fall wäre, weil die Vereinigung und Trennung der Bestandtheile in ihren so engen Kanälen nur sehr langsam geschieht.

c) Noch ein anderes constantes Element ist das von Grove eingeführte; es unterscheidet sich vom Daniell'schen darin, daß in ihm Platin an die Stelle des Kupfers tritt, und die am Platin anliegende Flüssigkeit concentrirte Salpetersäule ist. Es ist schwieriger, die Ursache der Constanz in diesem Elemente einzusehen als in den übrigen, weil man die Zersetzungsweise der Salpetersäure weniger genau kennt, als die von den meisten andern Körpern. Es ist indessen wahrscheinlich, daß sich in reiner Salpetersäure an der positiven Wand Sauerstoff, an der negativen Stickstoffoxyd ausscheide, welches sich allmählig durch Berührung mit der atmosphärischen Luft in salpetrige Säure umwandelt. Wird die salpetrige Säure in Berührung mit Platin negativer

electrisch als dieses, so würde sich hieraus die allmählige Wirkungszunahme des Grove'schen Elements nach erfolgter Schließung der galvanischen Verbindung bis zu einem bestimmten Grade hin, so wie auch die verhältnißmäßig große Stärke desselben erklären.

d) Bunsen änderte das Grove'sche Element dahin ab, daß er an die Stelle des Platins Kohle setzte, die noch negativer als Platin ist.

Die Wichtigkeit solcher constanter Elemente, von denen sich noch gar viele andere theoretisch voraussagen lassen, nicht nur zu theoretischen Zwecken, sondern auch in vielen Fällen der Praxis kann nur derjenige recht würdigen, der aus Erfahrung weiß, daß die Wirkung der vordem gewöhnlichen galvanischen Apparate in sehr kurzer Zeit bis auf den hundertsten Theil, und in vielen Fällen sogar bis auf einen noch sehr viel kleinern Theil ihrer anfänglichen Stärke herabsinken kann.

Es lassen sich viele solche constante Elemente unter sich zu einer säulenartigen Verbindung dadurch vereinigen, daß man das negativere Metall des einen Elements mit dem positiveren des folgenden Elements verbindet; solche Verbindungen pflegt man galvanische Batterien zu nennen.

§. 104. Gewöhnlichster Hergang in den galvanischen Apparaten. Ladungssäulen.

Die Mannigfaltigkeit der Körper, woraus galvanische Elemente gebildet werden, und die noch viel größere der chemischen Actionen in Apparaten, die aus solchen Elementen zusammengesetzt werden, ziehen nothwendigerweise eine, in den verschiedenen Apparaten außerordentlich ungleiche, Abänderungsweise ihrer Wirkungen nach sich. Der Modus indessen, nach welchem die Zersetzungen durch den galvanischen Strom, einem völlig allgemeinen Gesetze gemäß, erfolgen, deutet auf einen Hergang hin, von dem sich einsehen läßt, daß er in den allermeisten Fällen zur Erscheinung gelangen wird, und der eben deßwegen noch eine besondere Betrachtung nöthig macht.

Bei der Zerlegung eines zusammengesetzten Körpers durch den Strom legt sich immer, wie in §. 100. unter a) gesagt worden ist, dessen negativerer Bestandtheil an die positive Zerlegungswand, dessen positiverer Bestandtheil an die negative Zerlegungswand an. Nun ist aber bei gewöhnlichen Säulenverbindungen diejenige Metallplatte, welche die positive Zerlegungswand hergiebt, zugleich das positivere von den beiden in der Säule vorhandenen Metallen, so wie die negative Zersetzungswand das negativere von denselben zwei Metallen ist; daher legt sich in allen den Fällen, wo der zusammengesetzte Körper ein Kalisalz oder Metallsalz ist, wie sehr häufig geschieht, die Säure an das positivere Metall, die Basis an das negativere Metall an. Die Säure würde in Berührung mit dem positiveren Metall der negativere Erreger sein,

wenn sie sich nicht mit dem Metalle verbände und eine neutrale Verbindung erzeugte, die zu keiner Spannung von beträchtlicher Größe Anlaß giebt. Die Basis hingegen, welche sich an das negativere Metall anlegt, und sich sehr oft mit diesem nicht verbindet, wird in der Berührung mit diesem Metalle in der Regel der positivere Erreger und führt dadurch eine neue Spannung in die Kette ein, die der Spannungssumme der Kette entgegengesetzt ist, und eben deßwegen den Strom der galvanischen Verbindung geringer werden läßt. Dieß ist der gewöhnlichste Hergang in den galvanischen Verbindungen; er ist die Ursache von jener überraschenden Erscheinung, welche, wie ich glaube, von mir zuerst genau beschrieben und mit dem Namen des Wogens der Kette belegt worden ist. Dieser Hergang ist indessen nicht der einzige; zuweilen können die durch den galvanischen Strom hervorgerufenen Spannungen auch von solcher Art sein, daß sie zur Vermehrung der Spannungssumme des Elements dienen, und dann verstärken sie die Wirkung dieses Elements, oder sie werden Null, in welchem Falle sie das geben, was im vorigen Paragraph ein constantes Element genannt worden ist.

Aus dem so eben beschriebenen gewöhnlichsten Hergang in galvanischen Verbindungen erklären sich auch jene Wahrnehmungen, welche von Ritter bald nach der Entdeckung der Voltaischen Säule gemacht worden sind. Er schichtete Säulen auf, welche blos aus Kupferplatten mit dazwischenliegenden nichtmetallischen Leitern zusammengesetzt waren und von ihm Ladungssäulen genannt wurden. Diese Ladungssäulen gaben für sich keine Stromeswirkung; wurden sie aber in den Kreis einer gewöhnlichen Voltaischen Säule aufgenommen, deren Wirkung längere Zeit durch die Ladungssäule hindurch gieng, so gab diese, nachdem sie aus dem Kreise der Voltaischen Säule herausgenommen und ihre Enden mit einem Schließungsleiter verbunden worden waren, für sich deutliche Stromeswirkungen, und zwar die entgegengesetzten von denen, welche die Voltaische Säule für sich zeigte. Diese sind nämlich Folgen von den entgegengesetzten Spannungen, welche der Strom durch Zerlegung der Flüssigkeit an den Kupferplatten erzeugt. Aus diesem Grunde schwächen solche Ladungssäulen, welche auch secundäre Säulen genannt werden, die Wirkung der primären, wodurch die secundären geladen werden, in dem Maße mehr, als diese Ladung zunimmt, und die Wirkung der primären wird, obschon nur auf kurze Zeit, erhöht, wenn die secundäre, nachdem diese eine Ladung von merklicher Größe angenommen hat, in umgekehrter Lage in die primäre eingeschaltet wird. Aehnliche Erscheinungen treten auch auf, wenn der ausgeschiedene Bestandtheil in die Zersetzungswand übergeht, jedoch von der Grenze ab in relativ geringer Menge. Ja sogar die durch den Strom bewirkte polare Auseinanderziehung der Atome in den Molecülen der Leiter scheint nicht ohne Einfluß auf die Phänomene zu sein, welche aus der Zersetzung der Flüssigkeit durch den Strom hervorgehen, und die wir durch den allgemei-

nen Ausdruck der Ladungsphänomene bezeichnen wollen. Diese Ladungsphänomene tragen sämmtlich den Charakter an sich, daß sie an Stärke sehr rasch abnehmen und in sehr kurzer Zeit ganz und gar verschwunden sind.

In neuester Zeit ist man auf eine Erfahrung gestoßen, die mit den Ladungsphänomenen zusammen zu hängen scheint. Von dem Augenblicke an, wo Volta seine Säule bekannt gemacht und erklärt hatte, gab man sich die größte Mühe, bei deren Aufbau alles zu vermeiden, wodurch eine Seitenbewegung der durch sie hindurchströmenden Electricität hätte herbeigeführt werden können. Aus diesem Grunde änderte man die anfangs stehenden Säulen in liegende um, damit die etwa aus einem Elemente ausgepreßte Flüssigkeit keine Gelegenheit fände, sich über mehrere Elemente zu verbreiten, und dadurch Seitenbewegungen der Electricität zu veranlassen. Aus dem gleichen Grunde kittete man in den Zellenapparaten die zusammengelötheten Metallplatten wasserdicht in ihre Fugen ein, und eben so die Glas- oder Porzellanwände in den Trogapparaten, um jeden Uebergang der Flüssigkeit aus einer Zelle in die andere zu verhüten. Erst vor wenig Jahren wurden Erfahrungen bekannt, aus welchen hervorgieng, daß durch die früheren Vorsichtsmaßregeln, wodurch man den Strom in größerer Stärke zu erhalten wähnte, nicht nur nichts gewonnen werde, sondern daß man umgekehrt einen Strom von größerer Stärke erhalte, wenn man alle Elemente eines Zellen- oder Trogapparates gleichzeitig in die Flüssigkeit einsenkt, welche in einem einzigen Troge ohne Zwischenwände enthalten ist, in welchem die verschiedenen Elemente des Apparates gleichsam nach Belieben mittelst dieser, eine einzige Masse bildenden Flüssigkeit auf einander einzuwirken vermochten. Diese Wahrnehmung wurde zuerst von Hare, später von Faraday gemacht, und Young suchte die zweckmäßigste Einrichtung von Apparaten dieser Art auf. Nach meinem Dafürhalten kann diese neuere Einrichtung der Säulen nur dann von Nutzen sein, wenn diese aus Elementen bestehen, in denen die Spannungssumme in Folge der durch den Strom hervorgerufenen Zersetzungen geringer wird, sei es, daß sich an das negativere Metall ein positiverer Bestandtheil oder an das positivere Metall ein negativerer Bestandtheil dicht anlegt, und zwar in einem solchen Falle deßhalb, weil sich bei dieser Einrichtung die Ladungen eben so entladen können, wie wenn die Platten vereinzelt in die gleiche Flüssigkeit gesetzt würden, und hieraus die Größe des Stromes weit mehr Vortheil ziehen kann, als ihr durch die Seitenströmungen Eintrag geschieht.

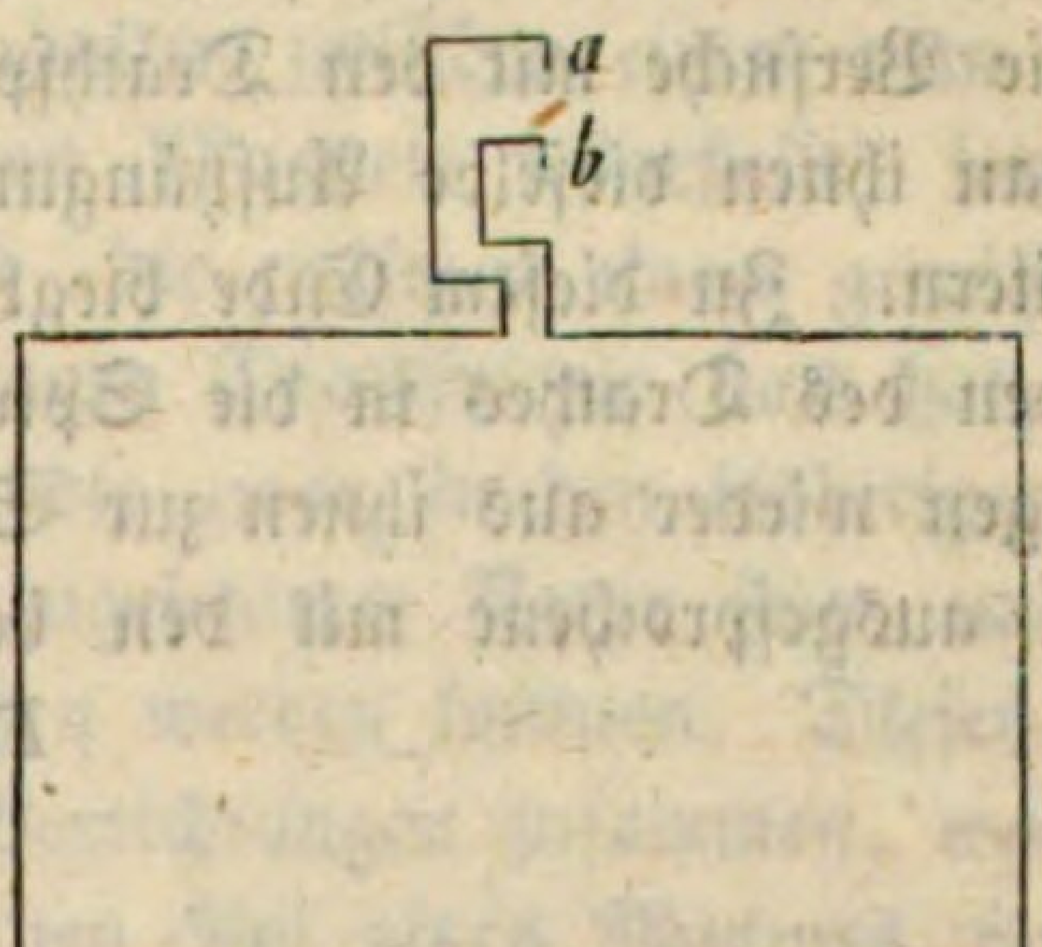
§. 105. Magnetische Wirkung des zur Ebene gebogenen Schließungsleiters.

Aus dem in §. 101. angegebenen Gesetze, wie ein vom Strom durchlaufener Leiter ablenkend auf die in seiner Nähe befindliche Magnetnadel wirkt,

folgt von selbst, daß ein Schließungsdrath, der in der Ebene des magnetischen Meridians rings um die Magnetnadel herumläuft, ohne daß dessen Enden in leitender Verbindung mit einander stehen, diese von allen seinen Stellen aus immer nach der gleichen Seite hin ablenkt, und daß diese Ablenkung die entgegengesetzte wird, wenn der Schließungsleiter in entgegengesetzter Richtung vom Strome durchlaufen wird. Dieser Hergang aber, welcher seiner Art nach der gleiche bleibt, auch wenn die Ebene des Schließungsleiters einen spitzen Winkel mit dem magnetischen Meridian macht, ist derselbe, als ob der Magnetpol von der einen Seite der Ebene, in welcher der Schließungsdrath um die Nadel herumgeführt worden ist, angezogen und von der andern Seite abgestoßen würde. Es ließ sich hieraus, dem Satz der gleichen Wirkung und Gegenwirkung gemäß, schließen, daß auch der Schließungsdrath selber durch den einen Pol eines Magnets von der einen Seite angezogen und von der andern Seite abgestoßen werden müsse, und das eben angeführte Gesetz läßt leicht erkennen, von welcher Seite der Schließungsleiter durch einen gegebenen Magnetpol wird angezogen oder abgestoßen werden. Dieser Schluß wurde durch den Versuch vollkommen gerechtfertigt. Erman hing dabei die ganze geschlossene galvanische Kette an einem hinreichend starken Faden auf; Ampère dagegen gab nur einem Theile des Schließungsleiters die dazu erforderliche Beweglichkeit, indem er den Schließungsleiter durchschnitt, und an dessen beiden Enden mit Quecksilber gefüllte Schälchen von Eisen oder Platin anbrachte, die er genau lothrecht unter einander stellte, und in welche er die Enden a und b eines wie in Fig. 94. gebogenen metal-



Fig. 94.



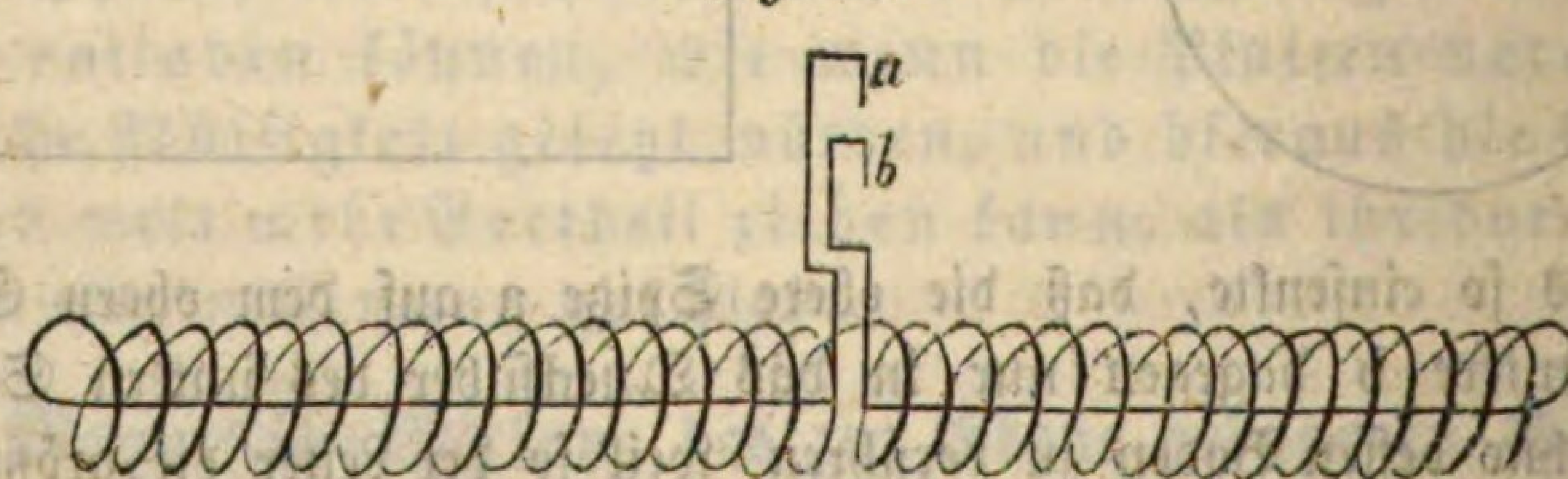
lischen Leiters so einsenkte, daß die obere Spitze a auf dem obern Schälchen ruhte, die untere b dagegen nur in das Quecksilber des untern Schälchens eintauchte, ohne dessen Boden zu berühren, weil so der Leiter die größtmögliche Beweglichkeit erhielt. Die Spitzen a und b, sowie die beiden Schälchen, in welche diese eintauchten, waren von Stahl, der von dem Quecksilber wenig angegriffen wird, und den Boden des obern Schälchens belegte Ampère,

um die Reibung zu vermindern, noch mit einer Platte von Glas oder hartem Stein. Zwischen die Enden dieser Leiter, da wo sie nahe an einander kommen, wurde, um den Uebergang der Electricität zu verhüten, ein Nichtleiter angebracht.

Solche Leiter verhielten sich unter allen Umständen gerade so, als ob sie ihrer ganzen Länge nach mit magnetischen Elementchen besetzt wären, wie wir uns solche als die Bestandtheile des Magnets zu denken veranlaßt wurden, so zwar, daß die Axen dieser Elementchen senkrecht auf der Ebene des Schließungsleiters stehen, und alle Nordpole derselben auf der einen Seite dieser Ebenen, alle Südpole auf der andern Seite liegen. Dieß brachte auf den Gedanken, daß, wenn man eine ganze Reihe solcher gleich wirkender Ebenen hinter einander hergehen ließe, dadurch ein Apparat sich müßte erhalten lassen, der völlig die Wirkungsweise eines Magnets annimmt; und auch diese Folgerung wird durch die Erfahrung vollkommen bestätigt. Windet man irgend einen Metalldrath schraubenförmig auf, so daß die einzelnen Windungen zwar nahe bei einander liegen, jedoch ohne daß eine die andere berührt, und läßt durch ihn einen galvanischen Strom gehen, so nimmt dieser die gleiche Wirkungsweise wie ein Magnetstab an, sein eines Ende wird von dem einen Pole eines Magnets angezogen und von dem andern Pole abgestoßen, ganz in der Weise, wie es durch das in §. 101. ausgesprochene Gesetz und das daran sich knüpfende Verhalten seiner einzelnen Windungen verkündigt wird. Der einzige Unterschied im Verhalten einer solchen vom Strom durchflossenen Drathspirale und eines Magnetstabs besteht darin, daß die Pole der Spirale ganz an ihren Enden liegen, während die des Magnetstabs bekanntlich um eine gewisse Strecke von seinen Enden ab nach seiner Mitte hin liegen.

Die Versuche mit den Drathspiralen lassen sich am bequemsten machen, wenn man ihnen dieselbe Aufhängungsweise giebt, wie in Fig. 94. den dortigen Leitern. Zu diesem Ende biegt man die über die Spirale hinausreichenden Enden des Drathes in die Spirale hinein und läßt sie in der Mitte der Windungen wieder aus ihnen zur Seite hinaustreten, wo man ihnen die in Fig. 95. ausgesprochene mit den beiden Spitzen a und b versehene Gestalt

Fig. 95.



giebt. Hierbei ist es gut, wenn der Metalldrath mit Seide übersponnen wird, um allen Seitenübergang der Electricität zu verhindern. Die beiden Pole der Spirale nehmen eine entgegengesetzte Lage an, je nachdem diese rechts oder

links gewunden worden ist, was indessen eine nothwendige Folge des in §. 101. angegebenen Gesetzes ist.

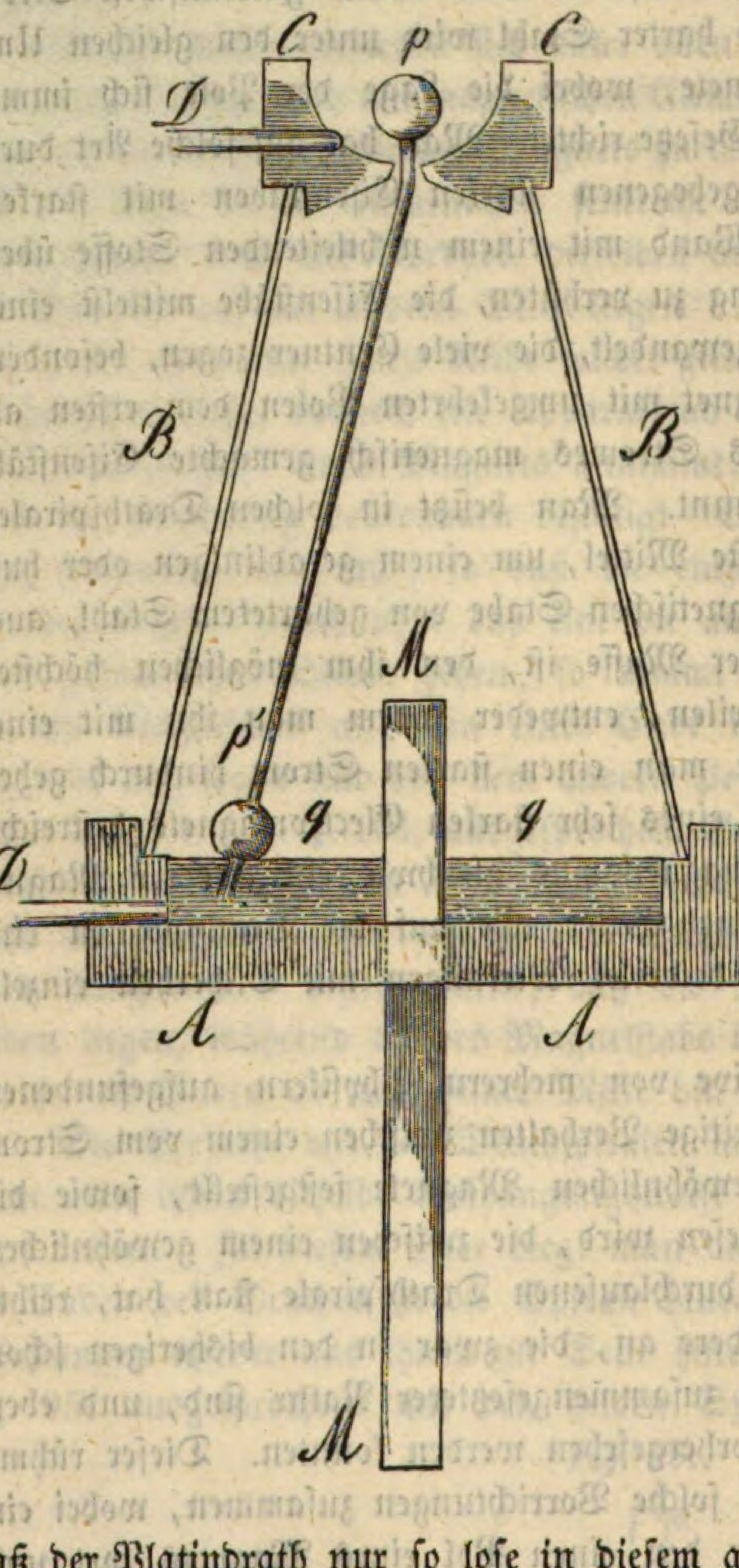
Legt man in das Innere solcher Drathspiralen Stäbe von weichem Eisen ein, so werden diese, während die Spirale von einem galvanischen Strom durchlaufen wird, magnetisch, und harter Stahl wird unter den gleichen Umständen zu einem bleibenden Magnete, wobei die Lage der Pole sich immer nach dem in §. 101. angegebenen Gesetze richtet. Man hat auf solche Art durch Umwicklung von hufeisenförmig gebogenen starken Eisenstäben mit starkem Kupferdrath, dessen cylindrische Wand mit einem nichtleitenden Stoffe überzogen war, um jede Seitenströmung zu verhüten, die Eisenstäbe mittelst eines starken Stromes in Magnete umgewandelt, die viele Centner zogen, besonders wenn ein zweiter solcher Eisenmagnet mit umgekehrten Polen dem ersten als Anker diente; solche während des Stromes magnetisch gemachte Eisenstäbe werden Electro-Magnete genannt. Man besitzt in solchen Drathspiralen das einfachste und zugleich kräftigste Mittel, um einem geradlinigen oder hufeisenförmig gebogenen, noch unmagnetischen Stabe von gehärtetem Stahl, auch wenn dieser Stab von sehr großer Masse ist, den ihm möglichen höchsten Grad von Magnetismus mitzutheilen, entweder indem man ihn mit einer Drathspirale umlegt, durch welche man einen starken Strom hindurch gehen läßt; oder indem man ihn mittelst eines sehr starken Electromagnets bestreicht. Begreiflicher Weise wirkt der Erdmagnetismus gleichwie ein anderer Magnet sowohl auf die in Ebenen gebogenen Leiter wie auf die Drathspiralen ein; es hält indessen nicht schwer, die beiderlei Wirkungen mit Sicherheit einzeln von einander abzusondern.

Zu den vorstehenden successive von mehrern Physikern aufgefundenen Erfahrungen, wodurch das gegenseitige Verhalten zwischen einem vom Strom durchlaufenen Leiter und einem gewöhnlichen Magnete festgestellt, sowie die Aehnlichkeit der Wirkung nachgewiesen wird, die zwischen einem gewöhnlichen Magnete und einer vom Strom durchlaufenen Drathspirale statt hat, reihte später Faraday noch mehrere andere an, die zwar in den bisherigen schon ihre Begründung finden, aber von zusammengesetzterer Natur sind, und eben deßwegen nicht leicht aus jenen vorhergesehen werden konnten. Dieser rühmlichst bekannte Experimentator setzte solche Vorrichtungen zusammen, wobei ein beweglicher und durchströmter Leiter den einen Pol eines Magnets fort und fort umkreiste, und wieder andere, wobei der eine Pol eines beweglichen Magnets fortwährend einen unbeweglichen und vom Strom durchlaufenen Leiter umkreiste. Das Kreisen des Schließungsdraths um den Pol eines Magnets läßt sich leicht und bequem mit Hülfe der folgenden Einrichtung nachweisen.

A A ist ein hölzernes Gefäß, durch dessen Mitte ein runder Stab MM von weichem Eisen wasserdicht eingesteckt wird. Auf diesem Gefäße sitzt ein abgesprengtes Champagnerglas BB, auf dessen obern Enden ein ausgedrehter

Deckel C C von Eisen befestigt ist, durch welchen mitten hindurch ein Loch gebohrt wird, welches den Platindrath p p′ lose in sich aufnimmt. In das

Fig. 96.

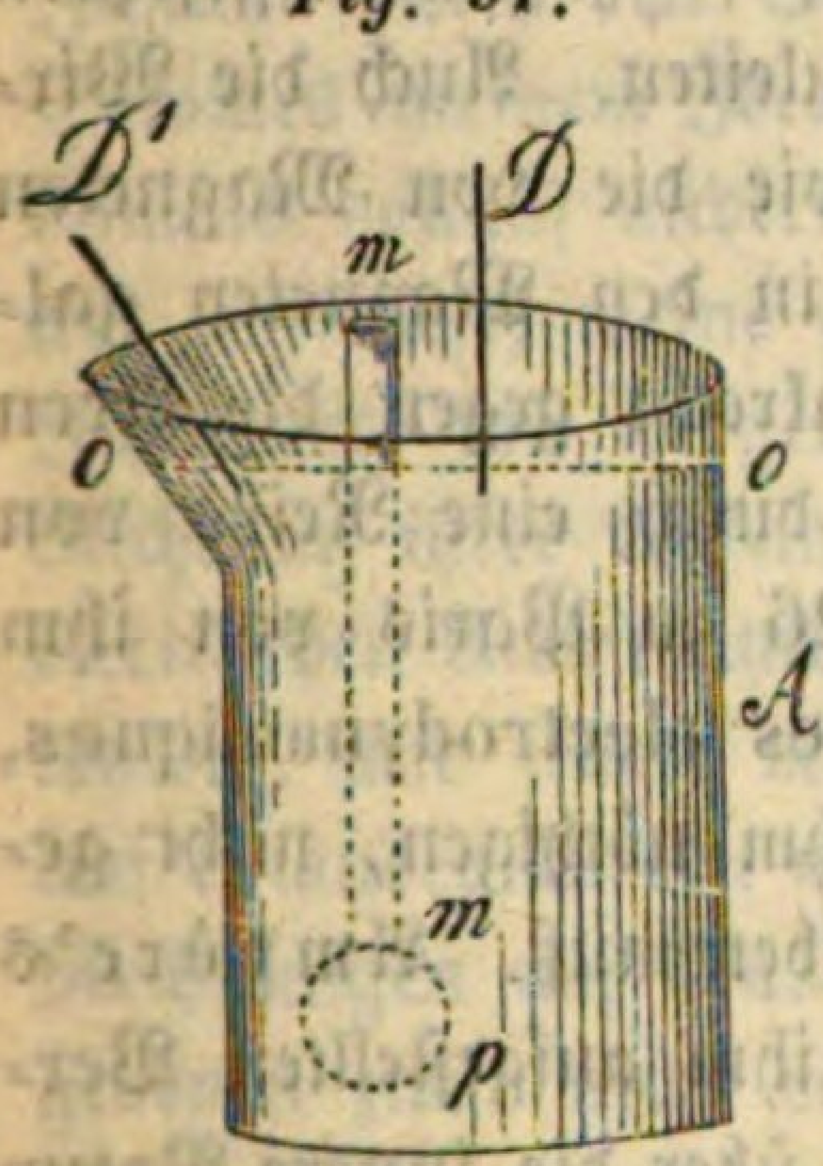


Gefäß A A wird Quecksilber bis zur Höhe q q eingegossen, sodann der Platindrath, über dessen unteres Ende p′ ein Kügelchen von Elfenbein oder Horn geschoben worden ist, so daß der Platindrath auf der andern Seite des Kügelchens noch etwas vorsteht, durch das Loch des Deckels gesteckt, und auf sein oberes Ende p ein gleiches Kügelchen aufgesetzt. In das Gefäß A A und den Deckel C C sind zur Seite Löcher angebracht, in welche Eisendräthe D D mit fester Reibung bis merklich in's Innere dieser Gefäße eingeschoben werden können. Zuletzt wird in die Höhlung des Deckels C C etwas Quecksilber eingegossen, bis man merkt, daß das am obern Ende des Platindraths sitzende Kügelchen durch dasselbe etwas gehoben worden ist. Man braucht nicht zu fürchten, daß das in den Deckel eingegossene Quecksilber durch dessen Loch in das hölzerne Gefäß herabfällt, auch wenn der Platindrath in demselben rings herum mehr als eine Papierdicke Luft hat, vielmehr hat man darauf zu sehen, daß der Platindrath nur so lose in diesem auf beiden Seiten schräg abgefaßten Loche geht, weil dann das Quecksilber ihn von jeder Berührung mit dem Rande des Loches abhält und dadurch seine Beweglichkeit gar sehr befördert. Bringt man nun die Eisendräthe D D mit den Enden eines hinreichend kräftigen galvanischen Elementes in Verbindung und nähert man den Pol eines Magnets dem untern Ende des Eisenstabes M M, so wird sogleich der Platindrath p p′ das obere Ende des Eisenstabes in einer Richtung umkreisen, wie sie sich aus dem in §. 101. angegebenen Gesetze voraussehen läßt. Nähert man den

andern Pol des Magnets dem untern Ende des Eisenstabes, so fängt der Drath p p′ sogleich an, das obere Ende des Eisenstabes in einer der vorigen entgegengesetzten Richtung zu umkreisen. Auch springt die Umkreisung in eine entgegengesetzte Richtung um jedesmal, wenn die Dräthe D D mit den entgegengesetzten Enden des galvanischen Elementes verbunden werden, immer dem eben erwähnten Gesetze gemäß.

Die Umkreisung eines Magnetpols um einen vom Strom durchlaufenen Leiter pflegt man dadurch nachzuweisen, daß man in einem bis o o (Fig. 97.) mit Quecksilber gefüllten Glasgefäße A ein Magnetstäbchen m m durch Belastung mit Platin p so zum Schwimmen bringt, daß sein oberes Ende nur wenig über die Oberfläche o o des Quecksilbers heraussieht. Senkt man hierauf einen vom einen Ende des galvanischen Apparats herkommenden, in Platin oder Eisen sich endigenden Drath D in der Mitte des Quecksilbers bis zu einer nur geringen Tiefe ein, und einen ähnlichen vom andern Ende des Apparats herkommenden Drath D′ an der Seite des Glasgefäßes ebenfalls nur bis zu einer geringen Tiefe in das Quecksilber ein, so geht der Strom durch das Quecksilber an seiner Oberfläche von einem Drath zum andern über, und es dreht sich der obere Pol des Magnets um den Leiter D herum, dem in §. 101. angegebenen Gesetze gemäß. Man sieht indessen leicht ein, daß die Bewegung des Magnets bei der in Fig. 97. getroffenen Anordnung auf viel größere Widerstände stößt, als die des Leiters bei der in Fig. 96. getroffenen Anordnung, und daher viel langsamer als jene von Statten gehen wird; man zieht es daher meistens vor, den Magnet sich blos um seine Axe drehen zu lassen.

Fig. 97.



Solche Versuche, wie die in gegenwärtigem Paragraph besprochenen, machen eine häufige Umkehrung des Stromes nothwendig, d. h. eine Verbindung der entgegengesetzten Enden des Schließungsleiters mit den gleichen Polen des galvanischen Elements. Um diese leicht und schnell bewerkstelligen zu können, hat man einfache Vorrichtungen erdacht, die den Namen Gyrotrop oder Commutator erhalten haben, und von jedem leicht ausgesonnen werden können.

§. 106. Wirkung durchströmter Leiter auf einander.

Während die in dem vorigen Paragraph niedergelegten, höchst merkwürdigen Erfahrungen nach und nach von einer Reihe ausgezeichneter Physiker zu Tage gefördert worden waren, griff der französische Gelehrte Ampère denselben Gegenstand von einer ganz andern Seite an. Er entdeckte, daß zwei vom Strome durchlaufene Leiter selber anziehend und abstoßend auf einander

einwirken, suchte auf experimentalem Wege mit einer ungemeinen Ausdauer die Bedingungen auf, unter welchen zwei durchströmte Leiter keine Wirkung auf einander äußern, und leitete daraus auf eine zuvor nicht gekannte, in der Anwendung der Mathematik auf Naturwissenschaft Epoche machenden Weise das Gesetz ab, nach welchem zwei Elemente von durchströmten Leitern auf einander einwirken.

Nachdem sich dieser als Theoretiker und Experimentator gleich hochgebildete Physiker den Besitz des so eben erwähnten Gesetzes errungen hatte, war er im Stande, auf rein mathematischem Wege alle noch so zusammengesetzten Wirkungen von durchströmten Leitern auf einander herzuleiten. Auch die Wirkungen von Leitern und Magneten auf einander, so wie die von Magneten unter sich ergaben sich ihm unter der Annahme, daß in den Magneten galvanische Ströme in Ebenen vorfallen, welche nahe senkrecht gegen die Axen der Magnete gestellt sind. Ampère sammelte seine durch eine Reihe von Jahren fortlaufenden mühevollen Arbeiten in einem 1826 zu Paris von ihm herausgegebenen eigenen Werke: Théorie des Phénomènes electrodynamiques, von dem nur zu bedauern ist, daß es in Folge des ihm nöthigen, nicht geringen mathematischen Apparates Vielen unzugänglich bleiben muß. Ampère's Arbeit nicht sowohl, als die darin gelegenheitlich von ihm aufgestellten Vermuthungen, fanden Gegner, insbesondere die Vorstellung über die innere Natur des Magnets, zu der sich der scharfsinnige Erbauer der Electrodynamik bekennt.

Es ist nicht zu leugnen, daß die Betrachtung galvanisch-magnetischer Erscheinungen gleichsam noch eines Verbindungsgliedes ermangelt, um sie strenge an denselben Grundsätzen fortführen zu können, von denen die frühere Physik getragen worden ist, und die ich in der Einleitung zu diesem Compendium entwickelt habe. Ich will hier noch ein Paar Zeilen der Besprechung eines solchen Verbindungsgliedes widmen, wie ich es mir denke, und worauf schon die, Seite 78 meiner „galvanischen Kette" stehenden Anmerkungen spielten. Ich thue dieß um so lieber, da es mir immer zweifelhafter wird, daß ich je wieder auf jene früheren Untersuchungen zurückkommen werde.

Schon die einfachsten von Ampère aufgefundenen Thatsachen:

1) daß parallele Leiter sich anziehen, wenn sie von einem Strome in der gleichen Richtung durchlaufen werden, und sich abstoßen, wenn sie vom Strome in entgegengesetzter Richtung durchlaufen werden, oder

2) daß zwei durchströmte Leiter, von denen der eine sich frei um eine auf dem andern senkrechte Axe drehen kann, nicht eher in ein haltbares Gleichgewicht gelangen, bis die Stromesrichtung in beiden dieselbe ist,

sagten mir, daß es nicht die in der galvanischen Kette von mir aufgefundene Electricitäts-Vertheilung sein könne, welche diese Wirkungen zu Stande bringt.

Dagegen lehnt sich die ungemein schwache Electricität auf, welche diesen Ketten eigenthümlich ist, und noch mehr spricht der Umstand dagegen, daß diese Electricität in vielen Fällen, auch wenn sie die dazu erforderliche Stärke besäße, die jenen gerade umgekehrten Wirkungen hervorrufen müßte. Wenn aber auch, so sagte ich zu mir, die Electricität für sich solche Wirkungen nicht hervorzubringen vermag, so kann sie es doch in mittelbarer Weise vermöge der Aenderungen, die sie im Innern der Leiter nach sich zieht, thun. Bei diesem Gedanken fuhr mir wie ein Blitz jener in §. 102. beschriebene eigenthümliche Zustand durch den Sinn, den ein Leiter in Folge eines ihn durchlaufenden Stromes meinem Ideengang zur Folge nothwendig annehmen mußte. Obgleich damals vollauf anderweitig beschäftigt, kargte ich mir doch noch manche Stunde ab, um diese, meine ganze Seele erschütternde Möglichkeit weiter zu verfolgen. Ich dachte mir in gewissen Abständen Molecüle so angeordnet, daß sie in der Richtung ihrer Aufeinanderfolge immer nach der einen Seite hin ihre positiv electrischen Atome, und nach der andern Seite hin ihre negativ electrischen Atome kehren, und fragte mich, welche Wirkung zwei solche Reihen von Molecülen auf einander äußern müssen. War ich gleich anfänglich überrascht, durch meine Rechnungen auf Ausdrücke hingeführt zu werden, die den von Ampère gegebenen zwar nicht völlig gleich, aber doch sehr analog waren, so erreichte mein Erstaunen seine größte Höhe, als ich wahrnahm, wie meine Rechnung die vorigen beiden gesperrt gedruckten Sätze in sich enthielt, nur daß in ihnen gleich oder entgegengesetzt gerichtete Molecülenreihen gesetzt werden mußte, wo dort Strom von gleicher oder von entgegengesetzter Richtung steht. Durch diese Resultate war ich vorläufig zufrieden gestellt; denn daß meine Ausdrücke nicht ganz mit den Ampère'schen zusammen fielen, befremdete mich nicht, hatte ich ja doch in meine Rechnung den eigentlich electrischen Zustand der Kette, der dabei jedenfalls auch eine Rolle spielt, gar nicht aufgenommen. Ich unterbrach meine hierauf bezüglichen Arbeiten mit dem Vorsatze, sie bei größerer Muße wieder aufzunehmen, ohne zu ahnen, daß eine dämonische Verkettung von Umständen mich für immer davon abhalten werde. Für denjenigen, der dieses mühevolle, aber sich ohne Zweifel lohnende Geschäft wieder von vorn anfangen will, füge ich noch hinzu, daß obige Resultate nur unter der Voraussetzung erhalten werden, daß die Molecülenreihen in sich zurücklaufende sind (eine Voraussetzung, die jedoch in jeder galvanischen Kette thatsächlich vorhanden ist), und daß ich den Satz Ampère's, daß die Theile desselben Stromes sich einander abstoßen, in meinen Formeln nicht aufzufinden vermochte.

Wird durch künftige Untersuchungen klar nachgewiesen, daß die Anziehungen und Abstoßungen zwischen den vom Strome durchflossenen Leitern nicht durch den Strom selber in unmittelbarer Weise hervorgerufen werden, sondern mittelbar als Folgen von der durch ihn eingeleiteten besondern Anordnung der Körperelemente, so hat man sich den Magnet nicht mehr als aus

ewig fort in ihm circulirenden Strömen gebildet vorzustellen, was man in der Ampère'schen Hypothese für eine unwahrscheinliche Annahme halten zu müssen geglaubt hat, sondern man hätte im Magnet blos eine besondere Stellung seiner Körpertheile gegen einander anzunehmen, was man ohnehin schon zu allen Zeiten gethan hat; nur daß diese Stellung eine von jener verschiedene wäre, die man im vorigen Jahrhundert den magnetischen Elementen zuschrieb, und daß die Anziehungen und Abstoßungen des Magnets nicht in besondern positiv und negativ magnetischen Kräften, sondern in den unveränderlich in die einzelnen Körperatome gelegten positiv und negativ electrischen Kräften ihren Grund fänden. Die ausführliche Nachweisung dieses Sachverhältnisses ist allerdings eine Aufgabe von vielen Jahren und verlangt einen noch nicht gebeugten Geist; dafür aber würden durch sie sämmtliche von unsern Altvordern uns übergebenen Naturgesetze wieder in ihr volles Recht eingesetzt werden. Wohl dürfte es scheinen, daß ich hier Träume niederschreibe, dieß halte jedoch Niemanden, der Beruf und Kraft genug dazu in sich fühlt, davon ab, muthig an das Werk zu gehen. Vielleicht wird er, wenn es abgethan ist, meinen Träumen Dank wissen.

§. 107. Inductionserscheinungen.

Das Materiale und dessen Verarbeitung durch den menschlichen Geist, von welchem wir im gegenwärtigen Kapitel nur die Rudimente gegeben haben, ist das Ergebniß von etwa vierzig Jahren, erzeugt durch die vereinte Zusammenwirkung der vorzüglichsten Physiker in allen cultivirten Ländern. Die Annalen der Wissenschaft haben kein zweites Beispiel aufzuweisen, wo in einem so kurzen Zeitraume ein Stoff von so großem Umfange wie der Galvanismus und zugleich so widerspänstig wie dieser, man kann es sagen, überwältigt worden wäre. Die oben mitgetheilten galvanischen Erscheinungen sind dermaßen nach allen Seiten hin verfolgt, und bilden ein in sich so abgeschlossenes Ganzes, daß man hätte glauben sollen, es würden in geraumer Zeit nichts als Einzelnheiten zu denselben hinzugefügt werden können. Nichts desto weniger trat schon im Jahre 1831 Faraday mit der Nachweisung einer ganz neuen Seite der galvanischen Wirkungen hervor, welche die Aufmerksamkeit der Physiker nicht weniger als die vorher bekannten auf sich zog, und durch ihre charakteristische Verschiedenheit von allen frühern in hohem Grade fesselte. Faraday's Entdeckung ist in folgendem Satze enthalten: Wenn neben einem begrenzten Leiter seiner ganzen Länge nach ein anderer von ihm isolirter Leiter her- und in größerer Entfernung davon in sich zurückläuft, und durch den begrenzten Leiter ein Strom hindurch geschickt wird, so bringt der in sich zurücklaufende Leiter in dem Augenblicke, wo der Strom durch seinen Nebenleiter zu gehen

anfängt, dieselben galvanischen Wirkungen, aber nur momentan hervor, wie wenn durch ihn ein Strom in der entgegengesetzten Richtung von dem, der durch seinen Nebenleiter geht, geschickt worden wäre; diese Wirkungen verschwinden in dem in sich zurücklaufenden Leiter, so lange der Strom durch seinen Nebenleiter gleichmäßig zu gehen fortfährt; so wie jedoch dieser Strom aufgehoben wird, zeigt der in sich zurücklaufende Leiter wieder momentane galvanische Wirkungen, und zwar dieselben, wie wenn durch ihn ein Strom in der gleichen Richtung ginge, als die des durch den begrenzten Leiter geschickten Stromes war.

Diese Erscheinungen überraschen gleich sehr

1) dadurch, daß Stromeswirkungen in einem Leiter sich zeigen, in welchem keine wahrnehmbaren Ursachen zu einer Electricitätsbewegung vorhanden sind,
2) dadurch, daß diese Wirkungen immer nur momentane sind, und endlich
3) auch dadurch, daß diese Wirkungen beim Schließen und Oeffnen des Stromes im Nebenleiter einander gerade entgegengesetzt sind.

Faraday überzeugte sich ferner, daß ein Annähern des ursprünglichen Stromes an den in sich zurücklaufenden Leiter die gleichen Wirkungen in diesem hervorbringt wie sein plötzliches Entstehen, und ein Entfernen des ursprünglichen Stromes von dem in sich zurücklaufenden Leiter bringt in diesem (in sich zurücklaufenden Leiter) dieselben Wirkungen hervor, wie sein plötzliches Aufhören, so daß man allgemeiner sagen kann, eine Verstärkung des ursprünglichen Stromes bringt in dem in sich zurücklaufenden Leiter dieselben Wirkungen momentan hervor, wie wenn letzterer von dem Strom in entgegengesetzter Richtung durchlaufen würde, und eine Schwächung des ursprünglichen Stromes bringt in dem in sich zurücklaufenden Leiter dieselben Wirkungen momentan hervor, wie wenn dieser Leiter vom Strom in der gleichen Richtung durchlaufen würde.

Fig. 98 a.

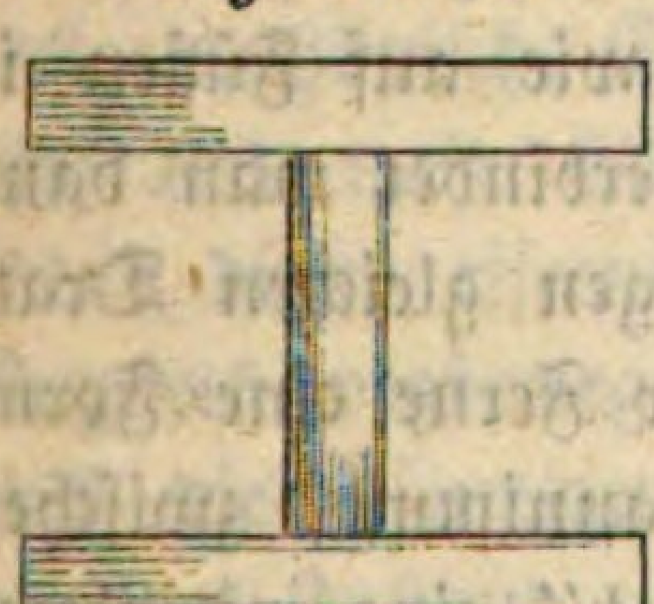


Fig. 98 b.



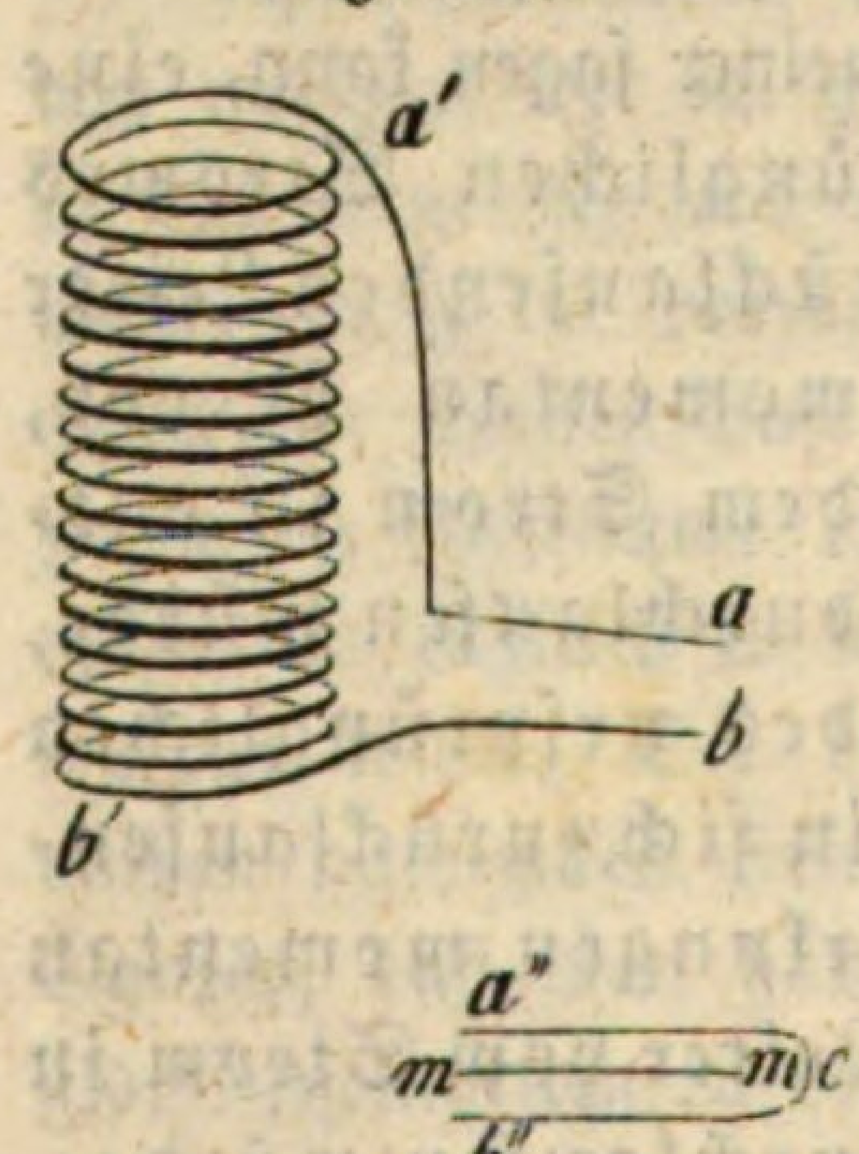
Versuche dieser Art lassen sich sehr bequem mit nebenstehendem Apparat anstellen, welcher den Namen einer Inductionsrolle erhalten hat. Auf eine hölzerne Spule werden zwei sehr lange mit Seide umsponnene *) Dräthe parallel neben einander in sehr vielen Windungen aufgewunden, wodurch das Ganze eine rollenförmige Gestalt wie

*) Um beide Dräthe immer leicht von einander unterscheiden zu können, ist es gut, jeden Drath mit Seide von einer andern Farbe umspinnen zu lassen.

in Fig. 98 b. annimmt. Die einen Enden der beiden Dräthe, sowohl wie deren andere Enden treten an verschiedenen Stellen zur Seite von einer Seitenwand der Spule heraus. Verbindet man nun die Enden des einen Draths mit den Polen eines galvanischen Apparates und läßt man die Enden des andern Drathes durch irgend einen Leiter in sich zurücklaufen, so zeigen sich in diesem galvanische Wirkungen, so oft der galvanische Apparat geschlossen oder geöffnet wird. Man kann durch solche Rollen Erschütterungen im thierischen Körper bewirken, die um so empfindlicher werden, je schneller die Schließungen und Oeffnungen der Kette hinter einander hergehen; daher hat man diesen Inductionsrollen zu medicinischen Zwecken eine solche Einrichtung gegeben, wobei die Kette sich selber in äußerst kurzen Zwischenräumen schließt und öffnet, welches mit Hülfe eines mitten durch die Spule geschobenen Eisenkerns, der abwechselnd magnetisch wird, und seinen Magnetismus wieder verliert, durch eine einfache Nebenvorrichtung leicht geschehen kann. Aber auch alle übrigen Stromeswirkungen lassen sich an dem in sich zurückkehrenden Leiter der Inductionsrolle nachweisen.

Dieselben Wirkungen, welche ein durchströmter Leiter in einem dicht neben ihn hinlaufenden und auf einem andern Wege in sich zurücklaufenden Leiter bewirkt, übt auch ein Magnet auf einen ähnlichen Leiter bei einer etwas abgeänderten Anordnungsweise aus. Biegt man einen starken Kupferdrath,

Fig. 99.



wie Fig. 99. zeigt, schraubenförmig auf, und giebt man seinen Enden a′a und b′b eine solche Form, daß die Drathspirale mittelst derselben sich wie auf Füßen in einer lothrechten Stellung erhält; verbindet man dann die Enden a und b mit einem langen gleichen Drath metallisch so, daß dieser in großer Ferne eine Form, wie sie in a″ c b″ versinnlicht ist, annimmt, zwischen deren beiden Schenkeln a″ c und c b″ eine mit ihnen parallele Magnetnadel aufgehängt wird, wobei die Ebene der Biegung a″ c b″ so weit von der lothrechten Lage abweichen muß, daß der Faden, an welchem die Magnetnadel hängt, sich nicht an deren obern Schenkel a″ c anlegt, so wird diese Magnetnadel jedesmal eine Seitenabweichung eingehen, wenn ein Magnetstab rasch in die Drathspirale eingesenkt wird, sie nimmt wieder ihre ursprüngliche Gleichgewichtslage ein, wenn der Magnetstab in der Drathspirale bewegungslos erhalten wird, und sie weicht wieder, aber nach der entgegengesetzten Seite hin ab, so wie der Magnetstab wieder aus der Drathspirale rasch herausgezogen wird. Die Magnetnadel nimmt die entgegengesetzten Bewegungen von den so eben erhaltenen an, wenn der aus der Spirale herausgenommene Magnet in umgekehrter Richtung, d. h. mit dem entgegengesetzten Pole von vorhin in die Spirale hineingestoßen und

später wieder herausgeschnellt wird, und eben so werden diese Wirkungen unter sonst gleichen Umständen die gerade entgegengesetzten, wenn die Drathspirale, anstatt wie hier links, rechts gewunden wird. Begreiflicherweise muß bei diesen Versuchen die Drathspirale weit genug von der Magnetnadel entfernt sein, daß der Magnetstab nicht für sich schon aus der gleichen Entfernung die Magnetnadel in Bewegung setzen kann, und eben deßwegen hat man den die Enden a und b verbindenden Drath von großer Länge zu nehmen. Diese Wirkungen sowohl wie die vorigen versteht man unter dem Namen der Inductionserscheinungen. — Die eben beschriebenen Versuche gelingen gleich gut, wenn man in den Drathspiralen Cylinder von weichem Eisen befestigt und mit diesen bald den einen, bald den andern Pol eines Magnets in Berührung bringt, oder beide wenigstens in große Nähe zu einander treten läßt. Auf solche Weise ist die sogenannte Magneto-Electrisirmaschine enstanden. Auf einer Eisenplatte sind zwei eiserne Cylinder fest aufgeschraubt; über diese eisernen Cylinder werden Drathspiralen von einer einzigen Reihe von Windungen, oder von vielfach über einander liegenden Reihen von Windungen befestigt und deren eine Enden so mit einander verbunden, daß beide nur eine einzige gleichgewundene Spirale über den beiden mittelst der eisernen Platte unter sich vereinigten eisernen Cylindern bilden, aus welcher die noch unverbundenen zwei Enden der beiden Drathgewinde hervorsehen. Verbindet man mit dieser Vorrichtung noch einen Magnet, dessen Pole den gleichen Abstand von einander haben, wie die beiden eisernen Cylinder, und trifft man eine solche mechanische Einrichtung, daß sich entweder die beiden Pole des Magnets rasch und nahe über den Enden der eisernen Cylinder, oder umgekehrt die Enden dieser eisernen Cylinder rasch und nahe über den beiden Polen des Magnets wegbewegen, so nehmen nach jeder halben Umdrehung die beiden durch die Eisenplatte vereinigten eisernen Cylinder einen entgegengesetzten magnetischen Zustand an, und in Folge werden in einem Leiter, der die beiden aus der Drathspirale hervorstehenden noch unverbundenen Enden des Drathes vereinigt, entgegengesetzte Wirkungen sich wahrnehmen lassen. Mittelst einer solchen Magneto-Electrisirmaschine lassen sich alle Wirkungen des galvanischen Stromes — Erschütterungsschläge im thierischen Körper, Hitzewirkungen, chemische Zersetzungen und Ablenkungen der Magnetnadel — hervorrufen.

Man hatte schon bei den Versuchen mit Electromagneten die Wahrnehmung gemacht, daß ein galvanischer Strom, welcher die Windungen einer langen und engen Drathspirale durchläuft, beim Oeffnen der Kette größere Funken als beim Schließen derselben giebt. Diese Sonderbarkeit erklärte man sich, nachdem Faraday die Inductionserscheinungen bekannt gemacht hatte, daraus, daß die Windungen eines solchen Drathes inducirend auf sich selber wirken. In ähnlicher Weise werden auch manche Wirkungen der Magneto-Electrisirmaschine in dem Augenblicke stärker, wo der geschlossene Leiter, während

die stärksten Aenderungen in ihm vorfallen, geöffnet wird. Um diese Modifikationen an ihr nachweisen zu können, wird an dem Mechanismus, durch den ihre Drehung bewirkt wird, eine einfache Vorrichtung angebracht, durch welche der in sich zurücklaufende Leiter zur rechten Zeit auf einen Augenblick geöffnet wird. Auch sind nicht selten solche Vorkehrungen an ihr angebracht, wodurch die entgegengesetzten Wirkungen in dem in sich zurücklaufenden Leiter in lauter Wirkungen von der gleichen Art umgewandelt werden, wozu eine kurze Ueberlegung leicht die Mittel bietet. Dadurch wird der Nachweis ihrer chemischen Wirkungen gar sehr erleichtert.

Arago war schon vor der Entdeckung der Induction auf die Wahrnehmung hingeführt worden, daß eine horizontal aufgehängte Magnetnadel in Drehung gesetzt wird, wenn unter derselben eine horizontale Scheibe von Kupfer oder einem andern Metalle um eine lothrechte Axe rotirt, selbst dann noch, wenn zwischen der Scheibe und Magnetnadel eine feste Scheidewand gezogen wird. Man konnte damals für diese Erscheinung, die man mit dem Namen des Rotationsmagnetismus bezeichnete, keinen Grund auffinden; aber Faraday wies später nach, daß sie von Inductionswirkungen herrühre, die der Magnet in der rotirenden Scheibe hervorruft, und stellte die dabei entstehenden Ströme in der Wirklichkeit durch dahin gerichtete Versuche dar.

§. 108. Anwendungen der Lehre vom Galvanismus im bürgerlichen Leben.

Schon den ersten Experimentatoren, welche mit der Voltaischen Säule umgingen, konnten die Ablagerungen nicht entgehen, die sich an den Zersetzungswänden in bald lockerern bald dichterern Schichten niederschlugen und theils Zersetzungsprodukte aus den in die Säule aufgenommenen Flüssigkeiten waren, theils Verbindungen der ausgeschiedenen Bestandtheile mit den Metallplatten auf der Seite, wo sie aus der Flüssigkeit hervortraten. Solche Ueberzüge aber erregten bei dem Experimentator meistens mehr Abscheu als Interesse, weil ihm bekannt war, daß sie ein mühsames Reinigen so vieler Platten verlangen. Erst später lernte man auch die guten Seiten von dergleichen Ueberzügen kennen, und wandte sie zur Zierde und zum Nutzen an. Am Ende des Jahres 1826 machte Nobili bekannt, daß wenn man eine wohlpolirte Metallplatte als die eine Zersetzungswand in gewisse Flüssigkeiten, von denen er eine Menge angab, einführt, und ihr gegenüber die Spitze eines vom andern Pole der Säule kommenden Draths in einem kurzen Abstand in fester Lage anbringt, auf der Platte sich concentrische und sehr regelmäßige Ringe erzeugen, die oft in den schönsten Regenbogenfarben erglänzen und ziemlich haltbar sind. Später gab derselbe die Art und Weise an, wie die Platten sich gleichförmig mit einer einzigen Farbe überziehen lassen, und benützte diesen Umstand zur Anlegung einer Farbenscala, die aus vielen solchen Platten mit successive

auf einander folgenden Farben überzogen bestand. In neuester Zeit zog man diesen Gegenstand in die Technik hinüber, indem man metallene Luxusgegenstände auf ähnliche Weise mit Decken bekleidete, die lebhafte Farben von sich werfen.

Jacobi in Petersburg zog aus der Ablagerung von Kupfer an der negativen Zersetzungswand während der Zerlegung einer Kupferlösung Nutzen, indem er durch Anreiben von Graphit oder sonst wie leitend gemachte Gypsformen mit Kupfer überzog, und dadurch die in Gyps abgeformten Gegenstände als kupferne wiederzugeben im Stande war. So entstand die Galvano-Plastik, deren Culminationspunkt eingetreten war, als man gestochene Kupferplatten so getreu nachzubilden gelernt hatte, daß die copirten Kupferplatten einen Kupferstich lieferten, der von dem der Originalplatte kaum oder gar nicht zu unterscheiden war. Bald nach dieser Entdeckung ließ man statt des Kupfers aus einer Kupfervitriolauflösung, Silber, Gold oder Platin aus ihren Auflösungen in Blausäure oder Eisenblausäure auf minder edle Metalle sich absetzen und nannte dieß die galvanische Versilberung, Vergoldung oder Verplatinirung.

Unter allen Anwendungen des galvanischen Stromes aber machte das größte Aufsehen die zur Telegraphirung von Nachrichten auf große Fernen mit nur äußerst geringem Zeitaufwande. Die Blitzesschnelle, womit die Electricität gute Leiter durchströmt, welche wir schon im vorigen Kapitel §. 90. angezeigt haben, in Verbindung mit andern Eigenschaften des galvanischen Stromes, die wir in diesem Kapitel kennen gelernt haben, und vermöge welcher er seine Gegenwart oder Abwesenheit in einem Leiter durch untrügliche Kennzeichen anzuzeigen im Stande ist, machen ihn zu solchem Gebrauche in eminenter Weise fähig. Wegen der großen Verbreitung des galvanischen Telegraphen in den gegenwärtigen Tagen über die meisten Länder unseres Erdkörpers, will ich hier nicht unterlassen, die wissenschaftlichen Grundlagen, auf denen er ruht, kurz anzuzeigen.

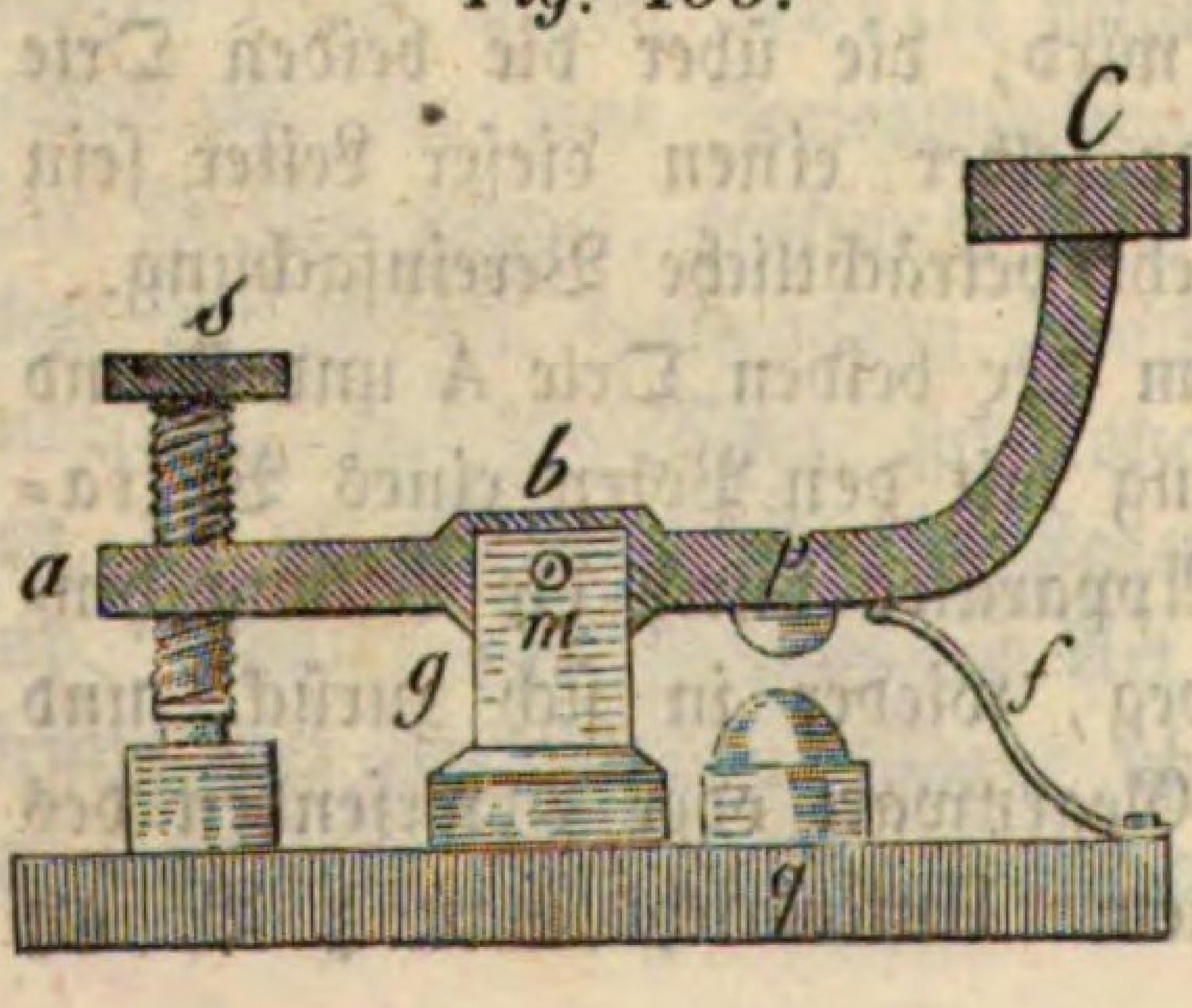
I. Die Telegraphirung zwischen zwei Orten A und B verlangt zwei von einander isolirte Leitungen von dem einen Ort zum andern, deren Enden an dem gleichen Orte sich mit einander vereinigen lassen, wodurch dann eine einzige in sich zurückkehrende Leitung gebildet wird, die über die beiden Orte A und B weggeht. Steinheil ließ die Erde selber einen dieser Leiter sein und brachte dadurch in die Telegraphie eine sehr beträchtliche Vereinfachung.

II. Unterbricht man diese Leiter an einem der beiden Orte A und B und verbindet diese unterbrochenen Enden der Leitung mit den Polen eines Volta-ischen Apparates, so geht der Strom dieses Apparates durch die Leitung hindurch und über die beiden Orte A und B weg, wieder in sich zurück, und man kann an allen Stellen der Leitung die Gegenwart oder Abwesenheit des Stromes durch die geeigneten Mittel erkennen. Unterbricht man z. B. an

demjenigen der beiden Orte A und B, an welchem sich der galvanische Apparat nicht befindet, die Leitung, und schaltet man zwischen die getrennten Enden derselben einen zweckmäßig eingerichteten Multiplicator ein, so wird dessen Magnetnadel mit nicht unbeträchtlicher Kraft zur Seite geworfen werden, und wenn sie auf dieser Seite eine Spitze in sich trägt, mit dieser ein bleibendes Zeichen in ein neben der Nadel aufgerichtetes Papier eindrücken, was sie aber nicht thun wird, so lange der galvanische Apparat mit der Leitung nicht verbunden ist; oder schaltet man statt des Multiplicators die Enden eines Drathes ein, womit ein hufeisenförmig gebogener Stab von weichem Eisen schraubenartig und stets in der gleichen Richtung umwunden ist, so wird dieser Eisenstab, während der Strom durch den ihn umlaufenden Drath geht, magnetisch und dadurch fähig werden, Eisen, das sich nahe an dessen Enden befindet, anzuziehen und festzuhalten, selbst wenn dieses mit einiger Kraft sich von ihm loszumachen strebt; diese Wirkung wird aber nicht eintreten, so lange der Voltaische Apparat außer Verbindung mit der Leitung steht, und selbst nachdem das Eisen von dem Electromagnet angezogen worden ist, wird es sich wieder von ihm, wenn es mit einiger Kraft sich loszumachen strebt, entfernen, so wie der Voltaische Apparat außer Verbindung mit der Leitung kommt, weil dann kein Strom mehr den Drath des Electromagnets durchfließt, dieser daher seinen Magnetismus verliert und dann nicht mehr das zuvor von ihm angezogene Eisen zurückhalten kann. Ist dieses von dem Electromagnet bald angezogene und bald wieder fahren gelassene Eisenstück an dem einen Arm eines Hebels angebracht, auf dessen anderm Arm eine Spitze sitzt, so kann diese auf einem in ihrer Nähe befindlichen Papier, wie vorher die an der Magnetnadel eines Multiplicators angebrachte, Eindrücke machen. Solche Eindrücke nun werden das Mittel, irgend eine Nachricht von dem einen der beiden Orte A und B zu dem andern hinzuschicken. Da dieses Ueberschicken auf sehr verschiedene Arten geschehen kann, so bin ich gezwungen, mich auf eine davon, die als ein Beispiel dienen soll, zu beschränken.

III. An dem Orte, der die Nachricht geben will, wird die Leitung unterbrochen und deren Enden in eine Vorrichtung, die man den Schlüssel nennt, eingeklemmt. Dieser Schlüssel ist in Fig. 100. abgebildet; er besteht aus einem messingenen Hebel a b C, der sich bei C in einem Knopfe endigt und bei b zwischen einer gabelförmigen Säule g um eine Axe bei m beweglich ist. Durch dessen Ende a geht eine Schraube s hindurch, welche den durch eine Feder f stets in die Höhe gehobenen Knopf nicht weiter heben läßt, als man es haben will. Unter dem Hebel a b C ist bei p ein Ansatz von Messing angebracht und diesem gerade gegen-

Fig. 100.

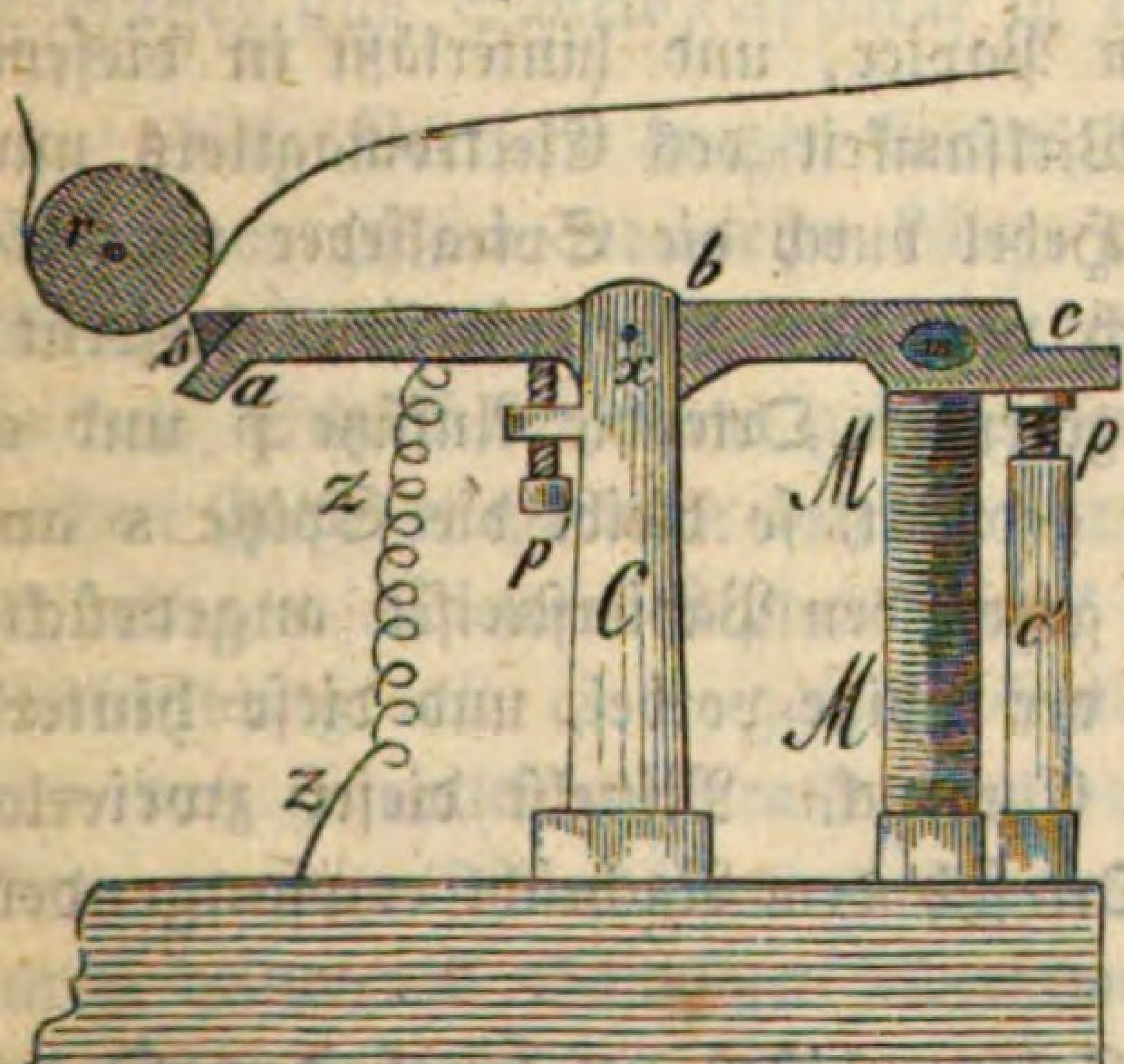


über ein anderer, welcher bei q in die Bodenplatte eingeschraubt ist. Diese Bodenplatte ist von trockenem und mit Firniß getränktem Holze bereitet, so daß der electrische Strom nicht durch sie hindurch gehen kann; wird daher die Schraube s so weit herausgeschraubt, daß die Ansätze bei p und q einander nicht mehr berühren, und wird das eine Ende der unterbrochenen Leitung in den Ansatz bei q mittelst eines Schräubchens fest eingeklemmt, das andere eben so in den Hebel a b C, oder in einen mit ihm metallisch zusammenhängenden Theil, so bleibt die Leitung unterbrochen, sie schließt sich aber sogleich, wenn der Knopf C des Hebels a b C herabgedrückt wird, bis der Ansatz bei p mit dem bei q in Berührung kommt, bleibt indessen nur so lange geschlossen, als man den Druck auf den Hebel andauern läßt. Soll die Leitung andauernd geschlossen bleiben, so darf man nur die Schraube s tiefer einschrauben, bis der Ansatz p an den q mit einiger Kraft angepreßt wird.

An dem Orte, wohin die Nachricht gelangen soll, wird die Leitung ebenfalls unterbrochen, und je ein Ende der unterbrochenen Leitung mit je einem Ende des zu einem Electromagnete gehörigen Draths verbunden. Dadurch ist dann die Leitung mittelst des Electromagnets wieder hergestellt, so daß während ein galvanischer Strom die Leitung durchzieht, der Electromagnet fortwährend die Eisenmasse, welche seinen Anker bildet, anzieht, den Anker aber sogleich wieder losläßt, sowie die Leitung an irgend einer Stelle unterbrochen wird.

Mit diesem Electromagnet hängt der Schreib-Apparat zusammen, der zum Zwecke hat, die vom andern Orte herkommende Nachricht aufzuschreiben. Sein Haupttheil besteht aus dem über dem Electromagnet MM schwebenden Anker, der durch einen gabelförmigen Hebel hindurch geht, wie es in Fig. 101. abgebildet ist, wo a b c der Hebel ist, in welchem zwischen b und c der Anker eingelassen ist, dessen Querschnitt in der Figur bei m zu sehen ist. Dieser Hebel bewegt sich zwischen den Backen der Säule C um die Axe x und trägt an seinem Ende a die Spitze s, welche, während der Anker vom Electromagnet angezogen wird, sich an die Rolle r andrückt. Eine Schraube p, welche sich in einer zur Seite stehenden Säule c′, und eine andere p′, welche sich in einem Ansatze der Säule C hin und her schrauben läßt, reguliren die Bewegung des Hebels a b c; jene hat zum Zwecke, die Spitze s sich nicht zu tief in die Rolle r eindrücken zu lassen, diese, um den Anker m sich nicht so weit vom Electromagnete entfernen zu lassen, daß der-

Fig. 101.



selbe bei nachfolgender Schließung der Leitung nicht rasch genug vom Electromagnete angezogen wird. Die zwischen a und b am Hebel befestigte Spiralfeder zz, deren anderes Ende an irgend einem unbeweglichen Orte unterhalb der Stelle, wo sie mit dem Hebel zusammenhängt, befestigt ist, dient dazu, vermöge der in ihr wirkenden geringen Spannung den Arm ab des Hebels sicher wieder, wenn der Electromagnet aufhört wirksam zu sein, gegen die Schraube p′ anzudrücken. Um die Rolle r, welche in ihrer Mitte, da wo die Spitze s gegen sie angedrückt wird, eine geringe Vertiefung hat, zieht sich ein Papierstreifen herum, der mittelst einer zweiten nahe an der ersten liegenden Rolle und eines Räderwerks, das in einen Windflügel ausläuft, in eine gleichförmige Bewegung versetzt wird.

IV. Man sieht nun leicht ein, wie der Nachricht gebende Ort dem, der die Nachricht erhalten soll, eine beliebige Aufeinanderfolge von Zeichen zuschicken kann. Stellt nämlich der erstere seinen Schlüssel (Fig. 100.) durch Zurückschrauben der Schraube s so, daß die Ansätze p und q sich von einander entfernen, so hört der Strom auf; dadurch läßt der Magnet am andern Orte seinen Anker los und man kann leicht einen Wecker so anbringen, daß dieser durch das Abfallen des Ankers in Bewegung kommt und dadurch der andere Ort davon in Kenntniß gesetzt wird, daß ihm eine Nachricht zugeschickt werden will. Diesem zur Folge bringt der Telegraphist am letztern Orte seinen Schreib-Apparat in Gang, so daß der Papierstreifen zwischen den zwei Rollen sich gleichmäßig fortbewegt. Drückt nun der Telegraphist an dem Nachricht gebenden Orte die Ansätze p und q seines Schlüssels fest an einander an, aber nur einen Augenblick lang, so daß sie gleich darauf wieder aus einander gehen, so wird der Electromagnet am Nachricht empfangenden Orte auf einen Augenblick wirksam, er zieht den Anker m im Hebel abc (Fig. 101.) an, und drückt dadurch die Spitze s in den Papierstreifen ein, diese Spitze entfernt sich jedoch sogleich wieder von dem Papier, und hinterläßt in diesem einen punktartigen Eindruck, indem die Wirksamkeit des Electromagnets nur einen Augenblck andauert und dann der Hebel durch die Spiralfeder zz herabgezogen wird, wodurch die Spitze s sich von dem Papierstreifen entfernt; hält aber der Telegraphist am Nachricht gebenden Orte die Ansätze p und q seines Schlüssels längere Zeit an einander gedrückt, so bleibt die Spitze s am Nachricht empfangenden Orte längere Zeit gegen den Papierstreifen angedrückt, der Papierstreifen zieht sich unterdessen an der Spitze vorbei, und diese hinterläßt daher im Papier einen linienartigen Eindruck. Mittelst dieser zweierlei Zeichen kann aber der Nachricht gebende Ort sich dem Nachricht empfangenden hinreichend verständlich machen.

V. Dazu ist blos nöthig, daß die Telegraphisten an den beiden Orten für die einzelnen Buchstaben und Ziffern feste Zeichen haben. Morse hat dazu die folgenden gewählt:

A	B	C	D	E	F	G	H	I	Jod	K	L	M
·—	—···	·· ·	—··	·	·—·	——·	····	··	—·—·	—·—	——	——

N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z etc.
—·	· ·	·····	··—·	· ··	···	—	··—	···—	·——	·—··	·· ··	··· ·

1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
·——·	··—··	···—·	····—	———	······	——··	—····	—··—	

Um die einzelnen Buchstaben und Ziffern von einander los zu machen, wodurch dem Telegraphisten am Nachricht empfangenden Orte das Lesen sehr erleichtert wird, macht man zwischen dem letzten und ersten Zeichen zweier auf einander folgender Buchstaben oder Ziffern oder wohl auch ganzer Wörter eine doppelt so lange Pause als zwischen zwei auf einander folgenden Zeichen, welche zu demselben Buchstaben oder zu derselben Ziffer gehören. Offenbar hat die Festsetzung der Zeichen für die einzelnen Buchstaben, Ziffern oder Wörter etwas Willkührliches; auch hat man in neuerer Zeit statt der Morse'schen bequemere Bezeichnungen gewählt. Immer aber werden die Telegraphisten zweier Stationen einander gegenseitig verstehen können, wenn nur beide dieselbe Bezeichnungsweise zu Grunde legen.

VI. Offenbar kann nicht blos der eine Ort dem andern, sondern auch dieser jenem Nachricht geben, wenn an jedem Orte sowohl ein Schlüssel als auch ein Schreib-Apparat aufgestellt ist, die mit einander in Verbindung gebracht werden können. Es kann jeder Ort im ganzen Umfange der Leitung ein Nachricht gebender und Nachricht empfangender werden, an welchem ein Schlüssel und Schreib-Apparat in die Leitung eingeschaltet wird.

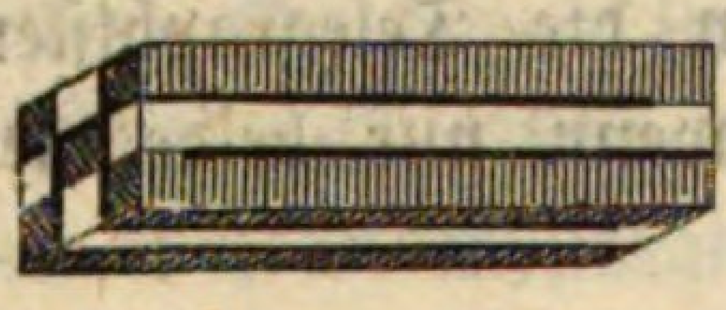
VII. Bei sehr langen Leitungen wird die Kraft des Stromes theils in Folge der großen reducirten Länge dieser Leitung, theils durch den Verlust an Electricität wegen nicht hinreichender Isolirung derselben zu schwach, als daß sie den Schreib-Apparat gehörig in Gang zu erhalten vermöchte. In einem solchen Falle pflegt man den Uebertrager oder das Relais in Anwendung zu bringen. Dieser besteht in nichts Anderem als einem Schreib-Apparate in Verbindung mit einer galvanischen Batterie (Lokalbatterie) in seiner Nähe, und der Hauptleitungsdrath wird dann blos dazu benützt, diese stark wirkende Batterie mittelst des Electromagneten zu schließen und wieder zu öffnen, wodurch dann das Schreiben selber immer mit der erforderlichen Kraft durch die Lokalbatterie geschehen kann, während das Schließen und Oeffnen der Lokalbatterie, wozu nur eine sehr geringe Kraft erfordert wird, dem Hauptleitungsdrathe mit Sicherheit überlassen werden kann. Auf solche Weise bewirkt die

Lokalbatterie die Bewegungen in dem mit ihr verbundenen Schreib-Apparate gerade so wie zuvor, aber mit erhöhter Kraft.

Die Wirkungen des galvanischen Stromes geben noch zu einer von den bisherigen sehr verschiedenen Anwendung Anlaß, die, weil es sich dabei um die Heilung von Krankheiten handelt, die für die Menschheit wichtigste zu werden verspricht. Der galvanische Strom kann zu solchem Zwecke blos als ein Reiz, der bis zu den heftigsten Erschütterungen getrieben werden kann, benützt werden; aber auch vermöge seiner chemischen Wirksamkeit als ein Stoff umsetzendes Mittel. Diese letztere und ohne Zweifel bei vielen Krankheiten mächtigere Seite des galvanischen Stromes wird ihn in der Zukunft bei den Aerzten zu noch größerem Ansehen bringen, als es bis jetzt schon der Fall ist.

Zum Schlusse erwähne ich hier noch einer sehr wichtigen Anwendung des Galvanismus, welche von Melloni zur Bestimmung der Eigenschaften der strahlenden Wärme gemacht worden ist. Dieser Gelehrte wählte hierzu eine thermoelectrische Säule aus abwechselnden Stäbchen von Antimon und Wismuth, welche in der Zahl von 25 bis 36 Paaren so zusammengelöthet wurden, daß sie ein Prisma bildeten, in der Art wie durch Fig. 102. versinnlicht wird, auf dessen vorderer und hinterer Seite abwechselnd die Löthstellen der verbundenen Stäbchen lagen. Die äußersten, offenen Enden dieser Stäbchen vereinigte derselbe mit den Enden eines mit einer Doppelnadel versehenen Multiplicators und war dadurch im Stande, die geringsten Mengen von strahlender Wärme, welche auf die eine Seite des Prisma's fiel, durch die Ablenkung der Doppelnadel im Multiplicator mit einer Genauigkeit zu bestimmen, die auf andern Wegen bei weitem nicht zu erreichen war. Ich habe am Conservatorium der hiesigen Akademie ein dem seinigen ganz ähnliches Instrument erbaut, jedoch mit dem Unterschiede, daß ich den Multiplicator ganz wegließ und statt der Säule Fig. 102. nur zwei Streifen oder Scheiben, den einen von Wismuth, den andern von Antimon, welche einen Zwischenraum zwischen sich ließen, mit einander vereinigte und in dem Zwischenraum die untere zur Doppelnadel gehörige Magnetnadel spielen ließ, während die obere außerhalb des Elements sichtbar blieb. Auf solche Weise verschaffte ich mir und Andern, die meinen Apparat besichtigten, die Ueberzeugung, daß diese viel einfachere Einrichtung denselben Grad von Empfindlichkeit besitzt, wie die mit größern Schwierigkeiten verbundene Melloni's.

Fig. 102.



Die reißenden Fortschritte, welche in der Lehre vom Galvanismus gemacht wurden, konnten nicht ohne Rückwirkung auf die frühere Electricitätslehre bleiben. Die besondere in den galvanischen Apparaten wahrgenommene Electricitätsbewegung fand gleichsam eine Anwendung auf die durch Reibung hervorgerufene Electricität, obschon in beiden Fällen sehr verschiedene Bedingungen vorhanden sind. Man wies nach, daß schon durch die früher bekannte

Electricität Wasser, Salze und andere Körper, wiewohl nicht mit der Leichtigkeit wie durch den Galvanismus zersetzt werden können, und daß nicht minder magnetische Wirkungen durch die Electrisirmaschine zu Stande kommen. In diese Periode fallen auch die wichtigen Gesetzesbereicherungen, welche der alten Electricitätslehre durch die gründlichen Arbeiten von Rieß, Knochenhauer und Andern zugeflossen sind.

Kapitel V.

Von den Eigenschaften des Lichtes, wie sie bis zur Entdeckung der Interferenz und Polarisation bekannt waren.

---

§. 109. Von der geradlinigen Fortpflanzung des Lichts in einem homogenen Mittel.

Durch ein Etwas, das wir Licht nennen, erhält unser Auge Kenntniß von dem Dasein solcher Dinge, die außer ihm liegen. Wir nennen einen Raum, innerhalb welchem Lichtwirkungen stattfinden, erleuchtet, hingegen finster, wenn unser Auge in demselben keine Lichtwirkungen empfängt. Einen Körper, von dessen Dasein wir durch unser Auge Kenntniß erhalten, nennen wir hell, dagegen dunkel, wenn er auf unser Auge nicht einwirkt. Einige Körper tragen die Ursache ihrer Sichtbarkeit in sich selber, diese nennen wir selbstleuchtende, andere Körper sind nur deßwegen hell, weil sie von leuchtenden Körpern Licht empfangen und dieses wieder von sich wegschicken, diese könnte man nachleuchtende nennen, in der Regel aber ist für sie das allgemeinere Beiwort hell oder leuchtend schon hinreichend bezeichnend. Manche Körper lassen außer ihnen vorfallende Lichtwirkungen durch sich hindurch gehen, mit oder ohne dabei modificirend einzuwirken, diese heißen durchsichtige; andere lassen Lichtwirkungen, welche außer ihnen stattfinden, in keiner Weise durch sich hindurch gehen, diese heißen undurchsichtige; die durchsichtigen Körper sind in sehr verschiedenem Grade durchsichtig, die nur wenig durchsichtigen heißen durchscheinende; eben so sind die hellen Körper in sehr verschiedenem Grade hell, wobei der hellere den minder hellen verdunkeln kann, man sagt von letzterem, er leuchte nur im Dunkeln. Statt des Wortes Körper gebraucht man in der Optik häufig das: Mittel.

Das Licht verbreitet sich in einem homogenen Mittel stets in geraden Linien. Diesen Satz, der allerdings, wiewohl nur in unge-

wöhnlichen Fällen Ausnahmen erleidet, hat man der Thatsache entnommen, daß, so wie ein undurchsichtiger Körper zwischen einem hellen und dem Auge in die gerade Linie tritt, welche vom Auge nach dem hellen Körper hingezogen wird, dieser vom Auge entweder gar nicht, oder doch nicht mehr ganz gesehen wird. Man bedient sich dieser Eigenthümlichkeit des Lichtes, um blos mit Hülfe des Auges gleich breite Körper in eine gerade Linie einzustellen. Diese Stellung ist bei dreien Körpern vorhanden, wenn man sich hinter den dritten stellt und das Auge so weit zur Seite bewegt, daß es alle drei Körper zugleich zu sehen im Stande ist; es darf dann der mittlere den entferntesten von keiner Seite her völlig decken, bis das Auge über den Rand des nächsten wegsieht. Schon 1665 machte Grimaldi darauf aufmerksam, daß das Licht, wenn es an den Kanten undurchsichtiger Körper vorbei geht, etwas zur Seite von dem Körper abgelenkt wird; er nannte diese Eigenschaft die Beugung des Lichtes. Diese Beugung, welche jedoch nur in sehr seltenen Fällen in die Sinne fällt, ist es, welche die so eben erwähnte Ausnahme von der Lichtverbreitung in geraden Linien bildet.

Der Fortgang des Lichts innerhalb eines durchsichtigen Körpers geschieht mit einer Geschwindigkeit, die sich nur mit der der Electricität in sehr guten Leitern vergleichen läßt. Dem Dänen Olof Römer war es vorbehalten, um das Jahr 1675 zuerst nachzuweisen, daß das Licht überhaupt Zeit nöthig habe, um von einem Orte zu einem entfernteren zu gelangen; er schloß dieß aus dem Umstande, daß wenn ein Trabant des Jupiters von diesem verfinstert wurde, der Trabant stets früher oder später (je nachdem die Erde mit dem Jupiter sich gerade nach entgegengesetzten oder nach gleichen Seiten hin bewegte), wieder zum Vorschein kam, als durch die Rechnung vorausgesagt werden konnte. Eine genauere Berechnung solcher Beobachtungen durch Bradley zeigte, daß das Licht in einer Secunde mehr als 40,000 geographische Meilen durchläuft.

Mittelst der beiden hervorgehobenen Sätze lassen sich, mit Ausnahme der schon erwähnten höchst seltenen Fälle, alle Erscheinungen erklären, die vom Lichte, während es in einem und demselben homogenen Mittel verbleibt, hervorgerufen werden. Um den Nachweis hiervon bequemer liefern zu können, denkt man sich die Oberfläche des leuchtenden Körpers in lauter unendlich kleine Stellen zerlegt, von denen jede Licht ausschickt, und bestimmt die Wirkung einer beliebigen solchen leuchtenden Stelle, die man einen leuchtenden Punkt zu nennen pflegt, für sich, um die Wirkung einer ganzen Fläche oder auch mehrerer als Verein der Wirkungen von allen ihren leuchtenden Punkten auffassen zu können. Da die Fortpflanzung des Lichts in geraden Linien geschieht, und jeder leuchtende Punkt von sich aus Licht in der gleichen Weise nach allen Richtungen hin, die in das durchsichtige Mittel hineinlaufen, schickt, so hat man sich die Lichtbewegung von dem leuchtenden Punkte aus radienförmig,

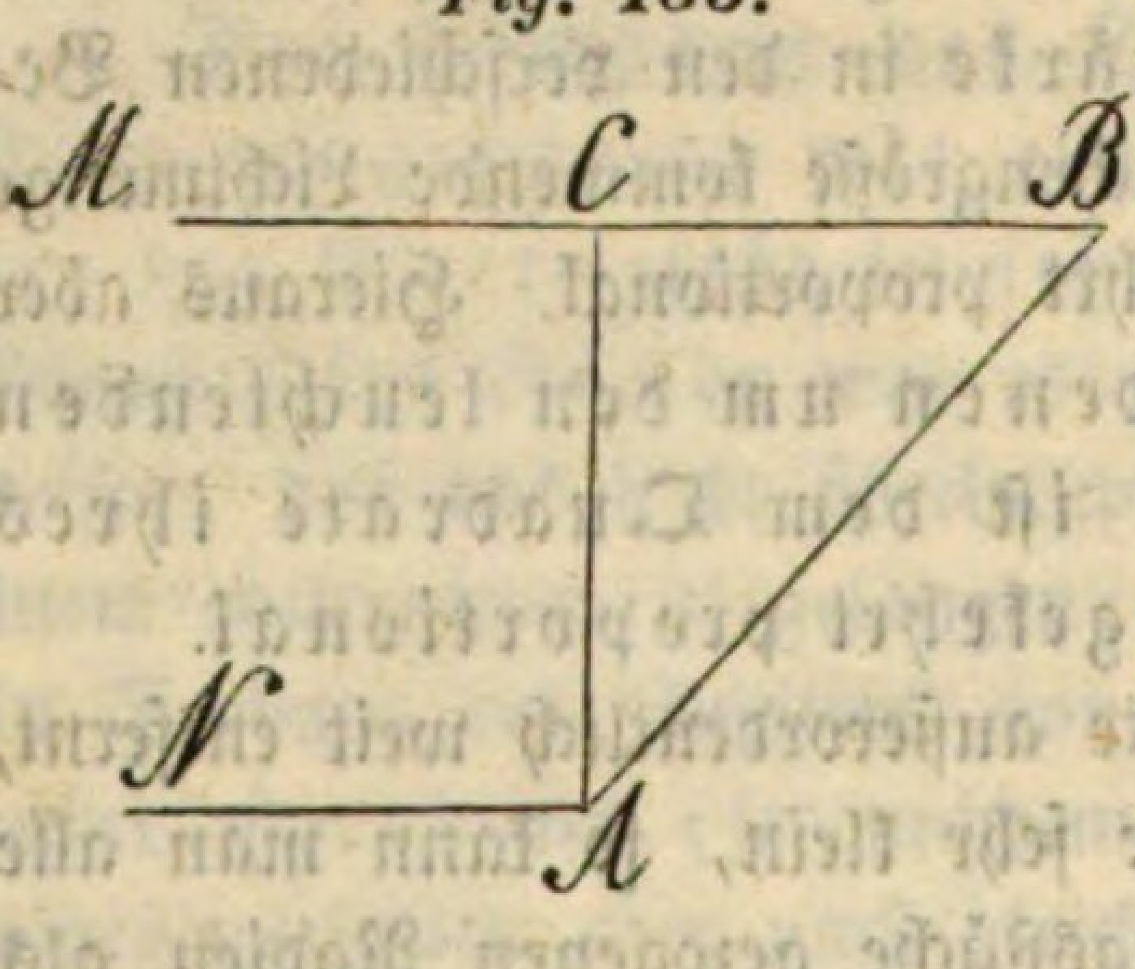
jedoch so vorzustellen, daß jede gleichweit von ihm entfernte Stelle von unveränderlicher Größe einen gleichen Antheil von dem im leuchtenden Punkte vorhandenen Licht empfängt. Denkt man sich von dem leuchtenden Punkte eine Pyramide auslaufend, und diese Pyramide durch Kugelflächen abgegrenzt, die ihren Mittelpunkt im leuchtenden Punkte haben, so unterscheiden sich diese Begrenzungsflächen blos durch ihren Abstand vom leuchtenden Punkte, d. h. durch den Radius der Kugelfläche, zu welcher sie gehören, von einander. Das vom leuchtenden Punkte in einem bestimmten Augenblicke ausgehende und in dieser Pyramide fortgehende Licht gelangt successive, weil es sich in geraden Linien verbreitet, in diese zu verschiedenen Abständen gehörigen Begrenzungsflächen; es erhält also jede von ihnen gleichviel Licht, es mag dieses aus Theilchen bestehen, die von dem leuchtenden Punkte ausgeworfen werden, oder es mag von einer Kraft herrühren, die sich allmählig in größere Fernen fortpflanzt. Es verhalten sich aber diese Begrenzungsflächen geometrischen Sätzen zur Folge ihrer Größe nach wie die Quadrate ihrer Entfernungen vom leuchtenden Punkte, und da jede von ihnen gleichviel Licht von dem leuchtenden Punkt empfängt, so ist die Lichtstärke in den verschiedenen Begrenzungsflächen, d. h. die auf eine gleiche Flächengröße kommende Lichtmenge in ihnen, den Begrenzungsflächen selber umgekehrt proportional. Hieraus aber folgt der Satz: Die Lichtstärke in verschiedenen um den leuchtenden Punkt herum gezogenen Kugelflächen ist dem Quadrate ihres Abstandes vom leuchtenden Punkte umgekehrt proportional.

Ist die Kugelfläche vom leuchtenden Punkte außerordentlich weit entfernt, und die Begrenzungsfläche verhältnißmäßig nur sehr klein, so kann man alle vom leuchtenden Punkte nach dieser Begrenzungsfläche gezogenen Radien als unter sich parallel ansehen. Unter derselben Voraussetzung nimmt aber auch die Begrenzungsfläche die Gestalt einer Ebene an, auf welcher die vom leuchtenden Punkte ausgehenden Radien senkrecht stehen. Man nennt das in einem solchen Radius vom leuchtenden Punkte herkommende Licht einen Lichtstrahl; daher kann man sagen, daß die Stärke des von einem sehr weit entfernten Punkte herkommenden Lichts, dessen Strahlen senkrecht auf eine Ebene fallen, in dieser Ebene dem Quadrate ihres Abstandes vom leuchtenden Punkte umgekehrt proportional ist. Die hier gemachte Voraussetzung findet aber auf unserer Erde bezüglich eines jeden leuchtenden Punktes der Sonne ohne allen Zweifel statt; denn jeder Punkt der Sonne ist beiläufig 20 Millionen geographische Meilen von der Erde entfernt, deßhalb werden die von einem solchen Punkte auslaufenden und auf eine Strecke unserer Erde fallenden Lichtstrahlen selbst dann noch als unter sich parallel betrachtet werden müssen, wenn diese Strecke eine Ausdehnung von mehreren Meilen hätte, um so mehr also, wenn sie auf Strecken von so geringer Größe auffallen, wie unsere optischen Werkzeuge ihnen dar-

bieten. Ja man überzeugt sich leicht, daß die von einem leuchtenden Punkte herkommenden und auf unsere optischen Werkzeuge auffallenden Lichtstrahlen von parallelen nicht mehr unterschieden werden können, so wie dieser Punkt nur wenige Meilen von dem Werkzeuge entfernt ist.

Fallen die parallelen Lichtstrahlen senkrecht auf die weiße Begrenzungsebene eines undurchsichtigen Körpers auf, so werden sie sämmtlich von ihr zurückgeworfen, es giebt also die Lichtstärke an ihr zugleich auch ein Maß für den Grad ihrer Helligkeit her; man kann daher auch sagen, der Grad der Helligkeit einer solchen Ebene, welche von einem Punkte her beleuchtet wird, dessen Strahlen sämmtlich senkrecht auf sie einfallen, ist dem Quadrate ihrer Entfernung vom leuchtenden Punkte umgekehrt proportional. Fallen die parallelen Lichtstrahlen aber schief auf eine weiße Begrenzungsebene, so giebt die aufgestellte Regel nicht mehr den Grad ihrer Helligkeit her; man kann indeß auch in einem solchen Falle leicht den Grad der Helligkeit bestimmen. Ist nämlich AB (Fig. 103.)

Fig. 103.



der Durchschnitt einer Ebene, auf welche mit MB und NA parallele Lichtstrahlen schief auffallen, mit einer Ebene MBAN, in der sich solche Lichtstrahlen fortbewegen, und denkt man sich durch A senkrecht auf die Richtung der Lichtstrahlen eine Ebene gelegt, welche die MBAN in AC schneidet, so trifft dasselbe zwischen zwei mit MBAN parallelen Ebenen und zwischen zwei andern Ebenen, welche auf der MBAN senkrecht stehen und der Richtung des Lichtes parallel laufen, enthaltene Licht die durch AB und AC gelegten Ebenen in Strecken, deren Größen sich zu einander verhalten wie AB : AC. Weil nun die durch AC gelegte Ebene von den Lichtstrahlen in senkrechter Richtung getroffen wird, so läßt sich der Grad ihrer Helligkeit nach der vorigen Regel auffinden, und da dasselbe auf die durch AB hindurchgehende Ebene auffallende Licht sich über diese in einer Strecke verbreitet, die sich zu der, auf die es senkrecht auffällt, verhält wie AB : AC, so wird der Grad der Helligkeit auf jener in dem Maße geringer, als AC kleiner ist als AB; man hat also den bei senkrecht auffallendem Lichte gefundenen Grad der Helligkeit nur mit dem Quotienten $\frac{AC}{AB}$ zu multipliciren, um den zum schief auffallenden Lichte gehörigen Grad der Helligkeit zu finden. Es ist aber $\frac{AC}{AB}$ der Sinus des Winkels bei B oder des Neigungswinkels, unter welchem die Lichtstrahlen auf die zu AB gehörige Ebene auffallen. Hieraus ergiebt sich für die Bestimmung des Grades der Helligkeit einer Ebene, auf welche das Licht schief auffällt, die Regel:

Man suche den Grad der Helligkeit für die Ebene auf, welche an demselben Orte sich senkrecht gegen das ankommende Licht hin kehrt, und multiplicire diesen mit dem Sinus des Neigungswinkels, unter welchem das Licht auf eine andere Ebene an dem gleichen Orte schief auffällt, so erhält man den Grad der Helligkeit der von dem Lichte schief getroffenen Ebene.

Man hat indessen bei solchen Helligkeitsbestimmungen noch auf einen andern Umstand Rücksicht zu nehmen, der darin besteht, daß nicht jede leuchtende Stelle von derselben Größe gleich viel Licht aussendet, oder mit andern Worten, daß nicht jede leuchtende Stelle von derselben Größe in einer und derselben Entfernung eine gleiche Lichtstärke zur Folge hat. Man nennt die verschiedenen Lichtstärken, oder die verschiedenen Grade der Helligkeit, welche das aus leuchtenden Stellen von derselben Größe herkommende Licht auf weißen Ebenen unter sonst völlig gleichen Umständen hervorruft, Intensität jener leuchtenden Punkte, woraus dann sogleich hervorgeht, daß der Grad der Helligkeit unter allen Umständen der Intensität des leuchtenden Punktes proportional ist. Aus allem diesem geht hervor, daß wenn I die Intensität einer leuchtenden Stelle von constanter Größe, R deren Abstand von einer weißen Ebene, auf welche diese Stelle ihr Licht unter dem Winkel φ aufwirft, bezeichnet, man haben werde:

$$H = \frac{I}{R^2} \sin \varphi \,, \qquad (1.)$$

wenn H den Grad der Helligkeit bezeichnet, den die weiße Ebene aus der leuchtenden Stelle erhält.

Kommt das die weiße Ebene erhellende Licht nicht von einer einzigen leuchtenden Stelle her, sondern von vielen, die einerlei Intensität haben und so nahe bei einander liegen, daß man die Werthe von R und φ in Bezug auf jede als die gleichen für diese weiße Ebene ansehen kann, so ist die Summe der Wirkungen von allen leuchtenden Stellen offenbar ihrer Anzahl, d. h. der Größe der Fläche, über welche sie verbreitet sind, proportional; bezeichnet daher A die Größe dieser Fläche, so verwandelt sich die Gleichung (1.) im gegenwärtigen Falle in die

$$H = \frac{A\,I}{R^2} \sin \varphi \,, \qquad (2.)$$

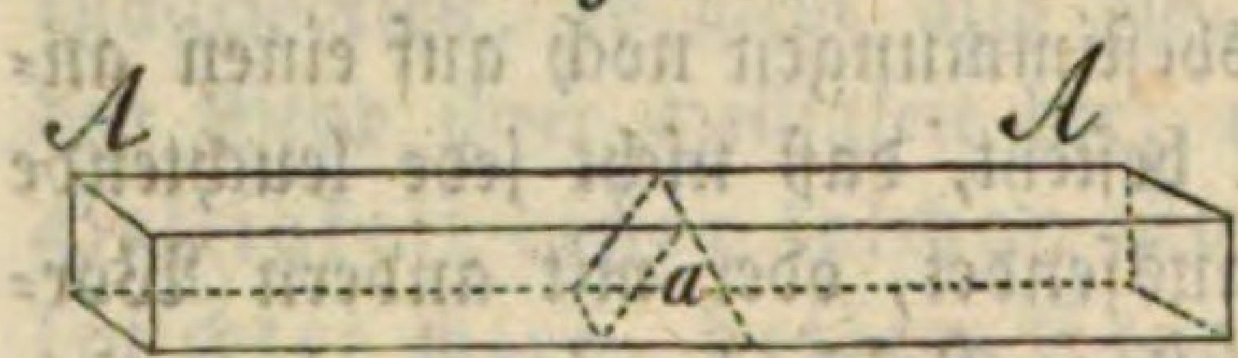
in welcher man das Produkt AI die Leuchtkraft der Fläche **A** zu nennen pflegt.

§. 110. Von den Photometern.

Es tritt schon im gewöhnlichen Leben häufig der Fall ein, daß man das Bedürfniß fühlt, die Leuchtkraft von verschiedenen Lichtquellen unter einander zu vergleichen, auch wohl die aus gleichen Flächen dieser Lichtquellen strömende

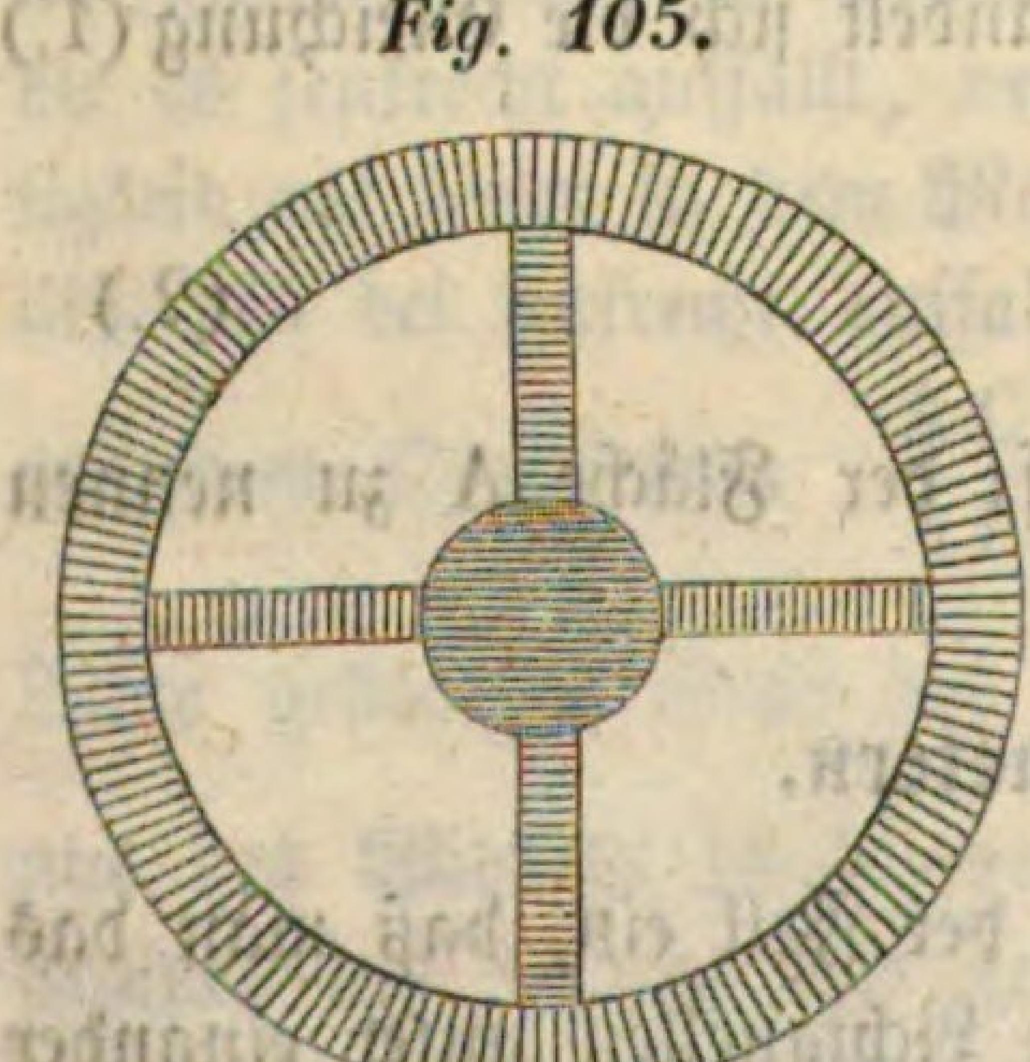
Lichtmenge, die man die Intensität der Lichtquelle zu nennen pflegt, zu bestimmen. Werkzeuge, wodurch sich solche Zwecke erreichen lassen, heißen Helligkeitsmesser oder Photometer. Es giebt deren in sehr großer Anzahl, von welchen ich nur zwei von sehr verschiedener Wirkungsweise näher beschreiben werde. Das von Ritchie vorgeschlagene Photometer (Fig. 104.) besteht aus einem etwa 2 Fuß langen und 2 Zoll hohen und breiten, an beiden Seiten offenen, sonst ringsum verschlossenen und innen schwarz gefärbten Kasten A A, in dessen Mitte ein Prisma a befestigt wird, dessen den beiden Oeffnungen zugekehrte Seitenflächen mit weißem Papier überzogen sind und einerlei Neigung zur Grundfläche des Kastens haben. Gerade über der obern Schneide dieses Prisma's wird in die Oberfläche des Kastens ein Loch eingebohrt, dessen Durchmesser die halbe innere Breite des Kastens hat, und über dieses wird ein Rohr von gleicher Oeffnung und ohngefähr 6 Zoll Höhe befestigt, durch welches man, um fremdes Licht möglichst abzuhalten, auf das Prisma herabsieht. Bei dem Gebrauche dieses Photometers bringt man die mit einander zu vergleichenden leuchtenden Flächen auf beiden Seiten des Kastens in dessen Axe, und verschiebt ihn so lange zwischen beiden hin und her, bis die beiden durch das auf den Kasten aufgesetzte Rohr betrachteten Seitenflächen des Prisma's a gleich hell und wie eine einzige beleuchtete Ebene erscheinen, worauf man die Entfernung der obern Kante des Prisma's a von den beiden leuchtenden Flächen mißt, und hiernach das Verhältniß zwischen den Leuchtkräften beider auf die noch anzugebende Art berechnet. Sehr bequem für solche Versuche ist es, wenn man auf ein 10 Fuß langes und etwa ½ Fuß breites Brett zur Seite eine schmale Leiste befestigt, längs welcher man den Kasten sicher verschieben kann, und das Brett in Fuße, den Kasten aber von der obern Kante des Prisma's a ab in Zolle eintheilt, so daß man die Entfernung der obern Kante des Prisma's a von den leuchtenden Flächen mit einem Blicke leicht angeben kann.

Fig. 104.



Ein Photometer von ganz anderer Art ist von Bunsen in Gebrauch gesetzt worden. Es besteht in einem mit weißem Papier überzogenen Rahmen, der sich längs der Leiste auf dem eben beschriebenen Brette so verschieben läßt, daß die Ebene des Papiers stets senkrecht zur Leiste steht. Mitten auf dieses Papier wird mit Stearin eine Figur etwa wie in Fig. 105. trocken eingerieben, dasselbe hierauf auf den warmen Ofen gelegt, bis das Stearin zergangen und in das Papier eingedrungen ist, wo dann die eingeriebene Figur

Fig. 105.



durchscheinend wird. Beim Gebrauche dieses Photometers verschiebt man das Papier zwischen den beiden zu vergleichenden leuchtenden Flächen längs der Leiste so lange, bis die Fig. 105. völlig verschwindet, und mißt den Abstand des Papiers von jeder der leuchtenden Flächen, woraus sich das Verhältniß der Leuchtkräfte in beiden auf die noch anzugebende Art berechnen läßt.

Versuche dieser Art erhalten einen beträchtlich höhern Grad von Sicherheit, wenn man die Beurtheilung der gleichen Helligkeit (auf beiden Seiten des Prisma's im Ritchie'schen Photometer, oder der Figur und ihrer Umgebung im Bunsen'schen) von den beiden entgegengesetzten Seiten her unternimmt und zwischen den beiden Resultaten das Mittel zieht.

Hat man auf solche Weise die Entfernungen gefunden, in welchen beide leuchtenden Flächen einerlei Grad von Helligkeit am Photometer erzeugen, so ergiebt sich das Verhältniß zwischen ihren Leuchtkräften aus der Gleichung (2.) des vorigen Paragraphs auf die folgende Art:

Stellt A_1 die Größe der einen leuchtenden Fläche, I_1 die Intensität ihres Lichtes, R_1 ihre Entfernung von der Mitte des Photometers vor, und fällt dieses Licht unter dem Winkel φ_1 auf die dadurch erhellte weiße Fläche auf, so wird der Grad der Helligkeit H_1 dieser Fläche der erwähnten Gleichung gemäß bestimmt durch:

$$H_1 = \frac{A_1 I_1}{R_1^2} \sin \varphi_1 .$$

Eben so bestimmt sich der Grad der Helligkeit H_2 der von der andern leuchtenden Fläche im Photometer erhellten Ebene durch die Gleichung

$$H_2 = \frac{A_2 I_2}{R_2^2} \sin \varphi_2 ,$$

wenn A_2 die Größe dieser andern leuchtenden Fläche, I_2 die Intensität ihres Lichtes, R_2 deren Entfernung von der Mitte des Photometers vorstellt, und φ_2 den Winkel bezeichnet, unter welchem ihr Licht auf die von ihr erhellte weiße Ebene des Photometers auffällt. Nun sind aber diese beiden Helligkeiten zufolge der Art, wie das Photometer gebraucht wird, einander gleich; es ist mithin:

$$\frac{A_1 I_1}{R_1^2} \sin \varphi_1 = \frac{A_2 I_2}{R_2^2} \sin \varphi_2 . \qquad (1.)$$

Bei der an den beschriebenen beiden Photometern getroffenen Einrichtung ist aber immer $\varphi_1 = \varphi_2$, deßhalb geht bei ihnen die Gleichung (1.) über in:

$$\frac{A_1 I_1}{R_1^2} = \frac{A_2 I_2}{R_2^2} ,$$

oder

$$A_1 I_1 : A_2 I_2 = R_1^2 : R_2^2 , \qquad (2.)$$

d. h. die Leuchtkräfte der beiden Flächen verhalten sich zu einander wie die Quadrate ihrer gemessenen Abstände vom Photometer da, wo beide Ebenen gleich hell erscheinen.

Will man nicht die Leuchtkräfte der beiden Flächen, sondern nur die Intensität des Lichtes in beiden mit einander vergleichen, so stellt man dicht vor jede einen Schirm mit einer Oeffnung von derselben Größe, und wiederholt den Versuch in Gegenwart dieser Schirme ganz so wie zuvor. Weil durch die beiden Schirme $A_1 = A_2$ gemacht wird, so geht die Gleichung (2.) über in:

$$I_1 : I_2 = R_1^2 : R_2^2 , \qquad (3.)$$

d. h. die Intensitäten des Lichtes in den beiden Flächen sind den Quadraten ihrer Abstände vom Photometer, wie sie bei der zweiten Art, den Versuch anzustellen, gefunden werden, proportional.

Allerdings setzt diese Art der Berechnung bei dem Bunsen'schen Photometer voraus, daß dessen durchscheinende Figur unter gleichen Umständen eben so viel Licht durch sich hindurch gehen läßt, als das undurchsichtige Papier neben ihr zurückwirft. Dieß findet indessen erfahrungsgemäß immer schon sehr nahe statt, und läßt sich leicht durch ein schwächeres oder stärkeres Durchscheinendmachen der Figur vollständig bewirken. Immerhin aber muß man eingestehen, daß Photometer dieser Art noch einer bedeutenden Vervollkommnung entgegensehen, schon deßwegen, weil die Beurtheilung der gleichen Helligkeit durch das bloße Augenmaß doch noch Fehlerquellen von nicht sehr geringer Bedeutung in sich trägt.

§. 111. Von den hinter undurchsichtigen Körpern entstehenden Schatten.

Da die Bewegung des Lichtes von einem leuchtenden Punkte aus im Allgemeinen immer nur in geraden Linien geschieht, so giebt es hinter einem undurchsichtigen Körper einen Raum, in den kein Licht von einem gegebenen leuchtenden Punkte eindringt. Diesen Raum nennt man den Schatten, den der gegebene leuchtende Punkt am undurchsichtigen Körper erzeugt; er wird bestimmt durch eine Pyramidal- oder Kegelfläche, deren Spitze in dem leuchtenden Punkte liegt, und die den undurchsichtigen Körper ringsum berührt, so weit diese den Raum begrenzt, der bezüglich zum leuchtenden Punkte auf der entgegengesetzten Seite vom undurchsichtigen Körper liegt. Wenn wir jetzt von mehrern in einander greifenden Schatten reden werden, so sind wir der leichtern Anschaulichkeit wegen gezwungen, die verschiedenen leuchtenden Punkte in einer durch den undurchsichtigen Körper gehenden Ebene liegend uns vorzustellen, und den Durchschnitt dieser Ebene mit dem undurchsichtigen Körper als den Schatten werfenden Körper uns zu denken, weil wir nur so mit ebenen Figuren auszureichen im Stande sind.

Es sei L_1 Fig. 106. ein leuchtender Punkt, und D der Durchschnitt eines undurchsichtigen Körpers mit einer durch den Punkt L_1 gelegten Ebene. Zieht man in dieser Ebene durch L_1 die Gerade $L_1\,m_1$ und $L_1\,n_1$, welche den Durchschnitt

D in b_1 und c_1 berühren, so begrenzen der Durchschnitt D und die Geraden $b_1 m_1$, $c_1 n_1$ den in derselben Ebene liegenden Theil des Schattens, der vom leuchtenden Punkte L_1 am undurchsichtigen Körper erzeugt wird, und in den kein Licht vom Punkte L_1 fällt. Ist L_2 ein zweiter leuchtender Punkt, der in derselben Durchschnittsebene liegt, und berühren die in dieser Ebene liegenden Geraden $L_2 m_2$ und $L_2 n_2$ den Durchschnitt D in den Punkten b_2 und c_2, so begrenzen die Geraden $b_2 m_2$ und $c_2 n_2$ in Verbindung mit dem Durchschnitt D den in der Durchschnittsebene liegenden Theil des Schattens, welcher vom leuchtenden Punkte L_2 am undurchsichtigen Körper erzeugt wird, und in den kein Licht vom Punkte L_2 fällt. Schneiden sich die Linien $L_1 n_1$ und $L_2 m_2$ in einem Punkte p, so fällt in den Raum $c_1 p b_2$ weder Licht vom Punkte L_1 noch vom Punkte L_2 hinein, weßwegen wir ihn ganzen Schatten nennen wollen. In den durch $c_1 p$, $c_2 n_2$ und $p m_2$ begrenzten Raum, welcher dem Punkte L_2 gegenüber liegt, fällt Licht vom Punkte L_1 aber keines vom Punkte L_2, und eben so fällt in den durch $b_2 p$, $p n_1$ und $b_1 m_1$ begrenzten Raum, welcher dem Punkte L_1 gegenüber liegt, Licht vom Punkte L_2, aber keines vom Punkte L_1; wir wollen diese Räume, in welche Licht von einem Punkte aber keines vom andern fällt, halbe Schatten nennen. In den durch $p m_2$ und $p n_1$ begrenzten Raum, welcher der Scheitelraum vom ganzen Schatten ist, fällt Licht sowohl vom Punkte L_1 wie vom Punkte L_2; der Scheitelraum vom ganzen Schatten liegt daher ganz außerhalb der beiden Schatten, welche der undurchsichtige Körper in Bezug auf beide leuchtende Punkte wirft. Ob aber ein Scheitelraum des ganzen Schattens entsteht oder nicht, das hängt lediglich davon ab, ob die Linien $L_1 n_1$ und $L_2 m_2$ convergiren oder nicht. In Fig. 107. erstreckt sich der durch die Geraden $b_1 m_1$ und $c_2 n_2$ begrenzte ganze Schatten hinter dem undurchsichtigen Körper in unbestimmte Ferne fort, und hört nicht von selber wie in Fig. 106. auf; er hat aber hier wie dort die beiden halben Schatten neben sich, hier jedoch keinen Scheitelraum hinter sich.

Fig. 106.

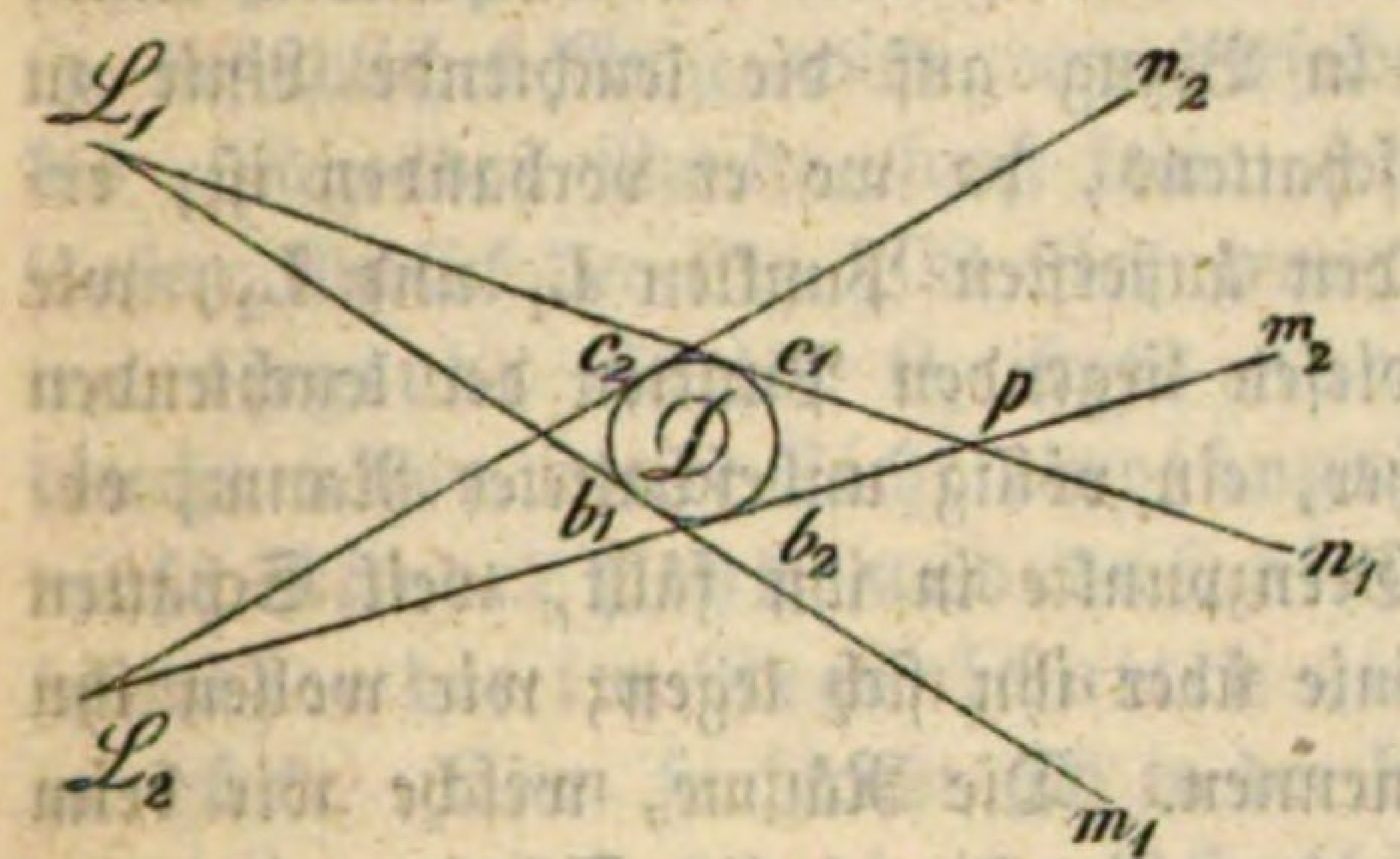
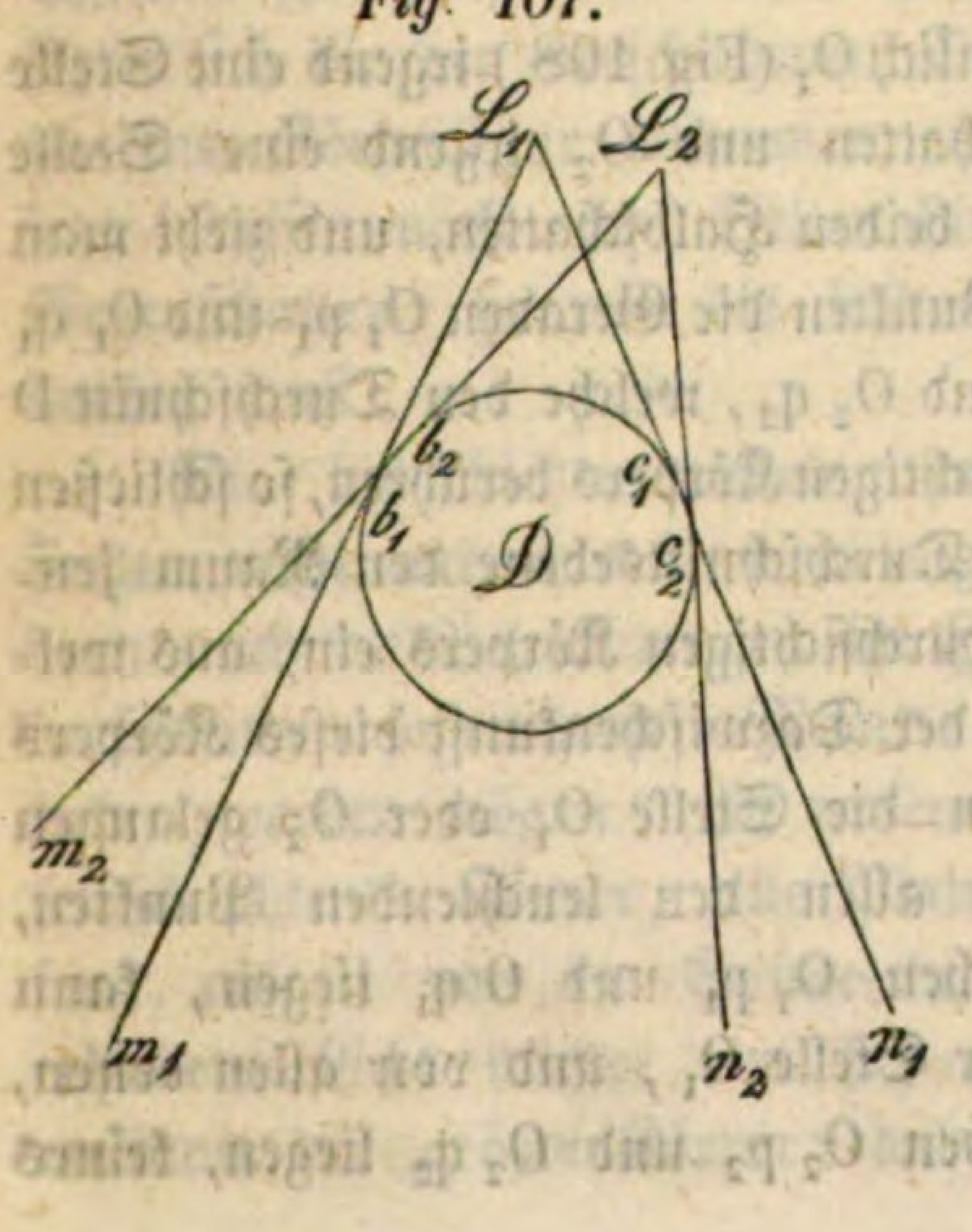
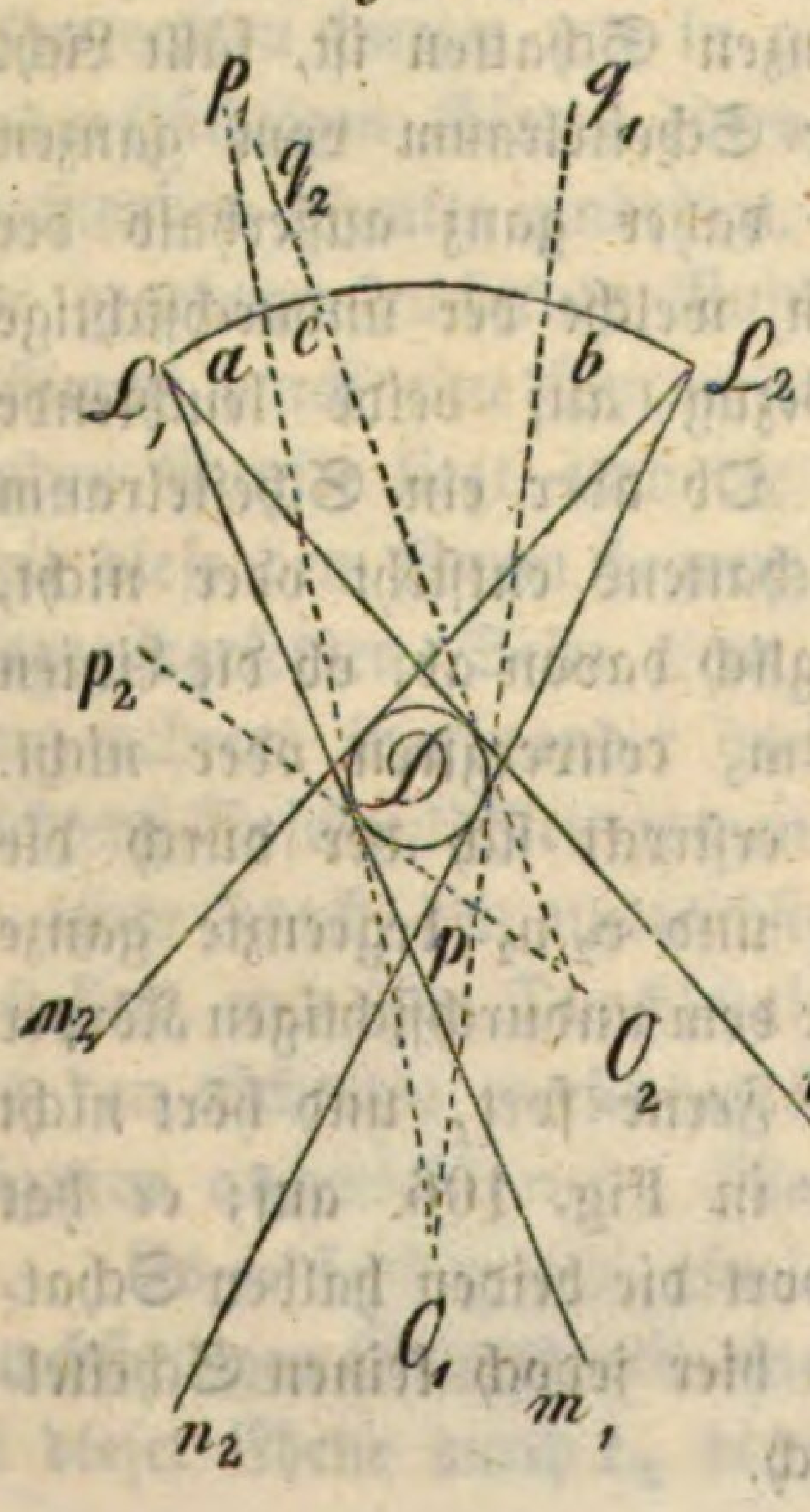


Fig. 107.



Anders verhält sich die Sache, wenn L_1 und L_2 nicht die einzigen leuchtenden Punkte, sondern blos Grenzpunkte einer leuchtenden Linie sind. In diesem Falle liegt der ganze Schatten dieser beiden Endpunkte zugleich auch in den Schatten von allen zwischen ihnen liegenden leuchtenden Punkten, dieser Raum erhält daher kein Licht von irgend einem Punkte der leuchtenden Linie; man pflegt ihn den Kernschatten in Bezug auf die leuchtende Linie zu nennen. Der Scheitelraum des Kernschattens, da wo er vorhanden ist, erhält jetzt zwar auch Licht von den beiden äußersten Punkten L_1 und L_2, wie zuvor, aber nicht von allen zwischen diesen liegenden Punkten der leuchtenden Linie; er ist also nicht mehr, wie früher, ein völlig unbeschatteter Raum, obgleich auch jetzt das Licht der beiden Grenzpunkte in ihn fällt, weil Schatten von innern Punkten der leuchtenden Linie über ihn sich legen; wir wollen ihn zur Unterscheidung Gegenschatten nennen. Die Räume, welche wir beim Vorhandensein von blos zweien leuchtenden Punkten halbe Schatten genannt haben, erhalten, wenn zwischen diesen beiden noch andere leuchtende Punkte stetig neben einander liegen, nicht nur Licht von einem der beiden Grenzpunkte, sondern auch noch von andern an diesen angrenzenden innern Punkten der leuchtenden Linie, und sie erhalten nicht nur kein Licht vom andern Grenzpunkte, sondern auch keines von andern an diesen angrenzenden innern Punkten der leuchtenden Linie; man pflegt diese Räume, da wo stetig neben einander liegende leuchtende Punkte wirksam sind, Halbschatten zu nennen, wobei indessen das Beiwort halb nicht im strengen Sinne zu nehmen ist. Die Verbreitung des Lichtes in geraden Linien giebt das Mittel an die Hand, bezüglich einer jeden im Gegenschatten oder in einem der beiden Halbschatten liegenden Stelle diejenigen leuchtenden Punkte anzugeben, von welchen sie kein Licht erhält.

Fig. 108.



Ist nämlich O_1 (Fig. 108.) irgend eine Stelle im Gegenschatten und O_2 irgend eine Stelle in einem der beiden Halbschatten, und zieht man aus diesen Punkten die Geraden $O_1\,p_1$ und $O_1\,q_1$ oder $O_2\,p_2$ und $O_2\,q_2$, welche den Durchschnitt D des undurchsichtigen Körpers berühren, so schließen diese in der Durchschnittsebene den Raum jenseits des undurchsichtigen Körpers ein, aus welchem wegen der Dazwischenkunft dieses Körpers kein Licht an die Stelle O_1 oder O_2 gelangen kann. Von allen den leuchtenden Punkten, welche zwischen $O_1\,p_1$ und $O\,q_1$ liegen, kann kein Licht zur Stelle O_1, und von allen denen, welche zwischen $O_2\,p_2$ und $O_2\,q_2$ liegen, keines

zur Stelle O_2 hin kommen; wird daher die leuchtende Linie $L_1 L_2$ von den Geraden $O_1 p_1$ und $O_1 q_1$ in den Punkten a und b, und von der Geraden $O_2 q_2$ im Punkte c geschnitten, so wird ein in O_1 befindliches Auge die zwischen a und b befindlichen Punkte der leuchtenden Linie $L_1 L_2$ nicht sehen können, wohl aber die von L_1 bis a, so wie die von L_2 bis b hin liegenden, und ein an der Stelle O_2 befindliches Auge wird von derselben leuchtenden Linie nur die von L_2 bis c liegenden Punkte, sonst keine, sehen können. Es geht schon aus dem bloßen Anblick der Fig. 108. klar genug hervor, daß eine im Gegenschatten liegende Stelle O_1 stets nur von den beiden Rändern der leuchtenden Linie Licht empfängt, ein hier befindliches Auge nur diese Ränder sieht, und daß diese Ränder um so kleiner werden, je näher die im Gegenschatten liegende Stelle dem Kernschatten zu rückt. Eben so spricht sich in der Fig. 108. schon deutlich genug aus, daß eine in einem der beiden Halbschatten liegende Stelle O_2 nur von einem auf ihrer Seite liegenden Theil der leuchtenden Linie Licht empfängt, ein an dieser Stelle befindliches Auge nur diesen Theil sieht, und daß dieser Theil um so kleiner wird, je näher die im Halbschatten liegende Stelle O_2 dem Kern- oder Gegenschatten zu liegen kommt; wenn die Stelle O_2 an die Grenze des Kernschattens gelangt, so verliert sie zuletzt alles Licht, und ein in ihr befindliches Auge sieht gar nichts mehr von der leuchtenden Linie, rückt aber die Stelle O_2 an die Grenze des Gegenschattens, so bleibt ihr hier angelangt doch noch ein Theil Licht übrig, und ein in ihr befindliches Auge sieht noch einen Theil der leuchtenden Linie.

Wir haben bisher der bequemern Auffassung halber blos den Hergang in einer durch die leuchtende Fläche und den undurchsichtigen Körper gelegten Ebene besprochen, was aber von dieser gilt, gilt von jeder andern; dann aber setzen sich die den verschiedenen Durchschnitten entsprechenden ebenen Figuren zu einer Körperfigur zusammen, von welcher jedoch wieder alles eben Gesagte, jetzt indessen nach allen Seiten hin gilt, nur daß man sich den Kern- und Gegenschatten, so wie die beiden Halbschatten dann als körperliche Räume denken muß.

Die bis hieher auseinandergesetzten Eigenthümlichkeiten der Schatten finden nicht nur ihre Anwendung bei Beleuchtungen auf unserer Erde, sondern auch bei Beleuchtungen im Himmelsraume, von denen hier die uns näher berührenden sogenannten Mond- und Sonnenfinsternisse kurz hervorgehoben werden mögen. In unserm Sonnensysteme ist die Sonne der einzige selbstleuchtende Körper, alle Planeten und deren Monde leuchten nur in so fern, als sie von der Sonne beschienen werden und dieses von der Sonne erhaltene Licht wieder von sich geben. In diesem Systeme ist die Sonne weitaus der größte Körper; daher werfen alle Planeten und Monde hinter

sich kegelförmig sich endigende Kernschatten, in deren Verlängerungen Gegenschatten auferstehen. Die Kernschatten bei den Planeten und Monden werden um so kürzer, je näher sie bei der Sonne stehen, und je kleiner sie im Verhältniß zu dieser sind. Die Länge des Kernschattens unserer Erde ist in Folge des Abstandes zwischen der Erde und der Sonne und deren relativer Größe viel größer als die Entfernung unseres Mondes von der Erde, daher kann dieser wohl in den Halb- und Kernschatten unserer Erde treten, aber nie in deren Gegenschatten. Der Mond kann nur zu einer Zeit in den Kernschatten der Erde treten, wo die Erde zwischen ihm und der Sonne steht, also nur zur Zeit des Vollmondes und da nicht immer, weil dazu noch außerdem erfordert wird, daß der Mond sich gerade in der erforderlichen Nähe der Erdbahn befinde, was nicht zu allen Zeiten der Fall ist; sind aber auch alle diese Erfordernisse zugleich vorhanden, so muß der Mond doch, bevor er zum Kernschatten der Erde gelangen kann, erst den ihn umgebenden Halbschatten durchlaufen, während welcher Zeit er von der Sonne stets weniger Licht empfängt, je näher er dem Kernschatten der Erde rückt. Das hierbei wahrnehmbare Erbleichen und Verdüstern des Mondes belegen wir indessen nicht mit dem Namen einer Mondsfinsterniß, so wenig wie das, welches wir gewahr werden, wenn sich derselbe hinter einer Wolke verbirgt oder im Nebel erblaßt. Erst von dem Theil des Mondes, der in den Kernschatten der Erde tritt, und deßhalb alles zuvor von der Sonne erhaltene Licht verliert, sagen wir, er sei verfinstert. Hierbei nun kann der Erfolg ein doppelter sein. Entweder ist der Mond gerade weit genug von der Erdbahn entfernt, daß er den Kernschatten nur an seinem Rande durchläuft und zum Theil durch ihn verfinstert wird, zum Theil aber, während seines Durchgangs durch die Schatten auf seiner einen Seite stets noch Licht behält; dann sagen wir, er habe eine partiale Verfinsterung erlitten. Oder es sind die Umstände gerade so, daß er sich ganz und gar in den Kernschatten der Erde einsenkt, und dadurch alles zuvor von der Sonne erhaltene Licht verliert; dann sagen wir, es sei eine totale Mondsfinsterniß eingetreten. Der Mond verfinstert sich immer nur auf eine der beiden angezeigten Weisen, denn er kommt nie in solche Ferne von der Erde, wo der Kernschatten von dieser eine geringere Breite als er selber hätte, und dann aus ihm einen schwarzen Kreis herausschneiden könnte.

Eine andere Bewandtniß hat es mit den Sonnenfinsternissen, welche eintreten, wenn unsere Erde in den Mondschatten tritt, was nur geschehen kann, wenn der Mond zwischen der Erde und der Sonne steht, also nur zur Zeit des Neumondes, und auch dann nur, wenn der Mond der Erdbahn nahe genug steht. Es ist eine Eigenthümlichkeit der Stellungen zwischen Sonne, Mond und Erde, wie sie ihnen vom Schöpfer angewiesen worden sind, daß die Länge des Kernschattens vom Monde ohngefähr seiner Entfernung von der Erde gleichkommt, dergestalt, daß in Folge der Ungleichheiten in der Be-

wegung des Mondes um die Erde die Spitze vom Kernschatten des Mondes bald die Erde zu erreichen, bald in einigem Abstande von der Erde entfernt zu bleiben im Stande ist. Zu Zeiten nun, wo alle Erfordernisse zu einer Sonnenfinsterniß vorhanden sind, werden diejenigen Bewohner der Erde, die in den Halbschatten des Mondes treten, nur einen Seitentheil der Sonne sehen, diejenigen, welche in den Kernschatten des Mondes treten, wenn dieser bis zur Erde reicht, werden von der Sonne gar nichts sehen, diejenigen endlich, welche in den Gegenschatten des Mondes treten, wenn der Kernschatten nicht bis zur Erde reicht, werden nur noch den Rand der Sonne sehen, während deren innere Theile von dem Monde verdeckt werden. Weil Stellen der Erde, welche in den Kern- oder Gegenschatten gelangen, zuvor in dem Halbschatten gewesen sind und auch nachher wieder in denselben kommen, so werden Erdbewohner, welche die Sonne ganz oder in ihrem Innern verdeckt zu sehen bekommen, sie vorher und nachher nur auf einer von ihren Seiten verfinstert sehen. Eine Sonnenfinsterniß heißt eine totale, wenn in der Mitte ihres Verlaufs die Sonne gar nicht mehr gesehen wird, sie heißt eine ringförmige, wenn in der Mitte ihres Verlaufes die Sonne nur noch als ein heller Ring gesehen wird; endlich heißt sie eine partiale, wenn während ihres Verlaufs immer nur die eine Seite der Sonne verfinstert erscheint.

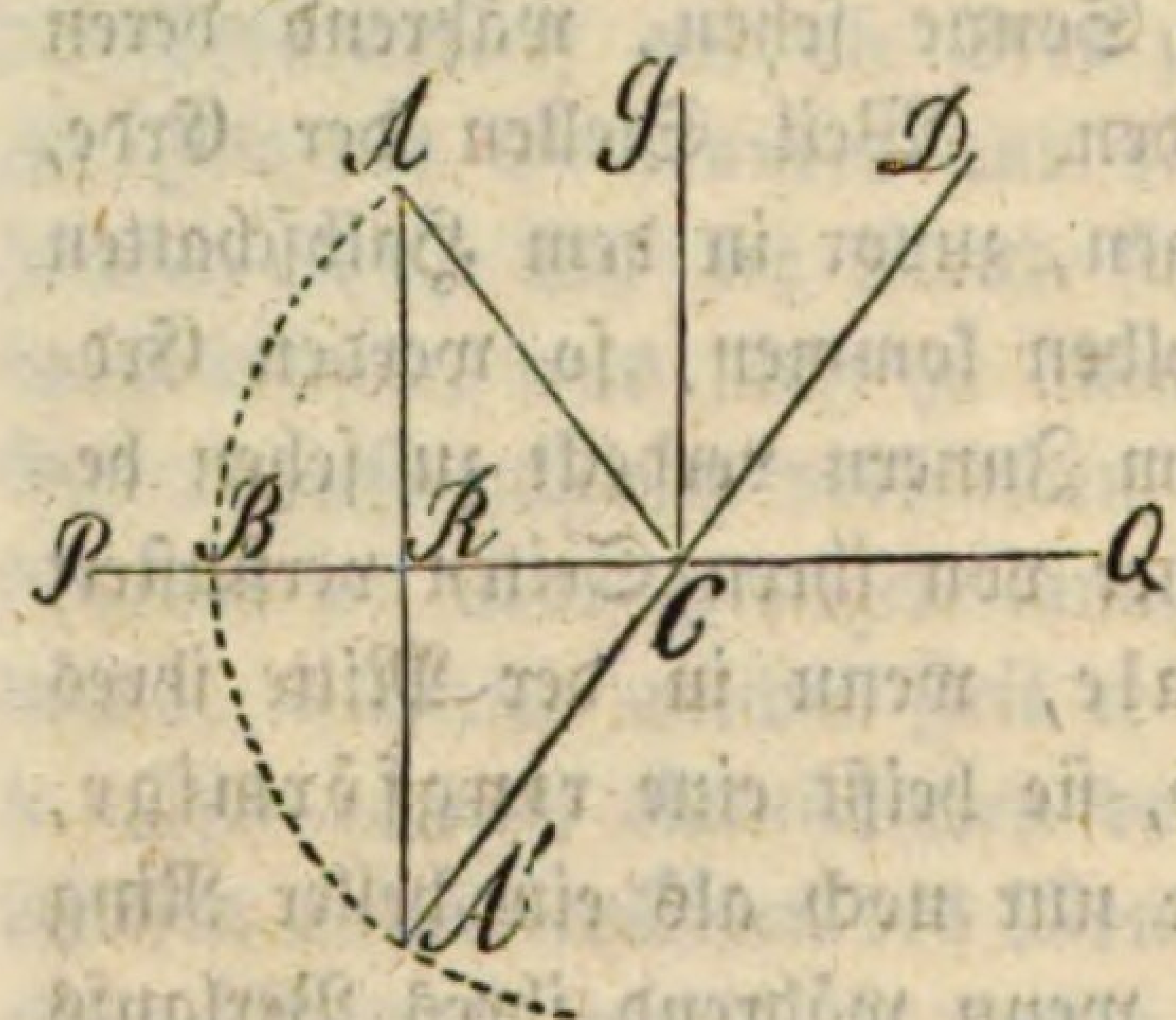
§. 112. Zurückwerfung des Lichtes. Ebene Spiegel.

Die Körper, durchsichtige sowohl wie undurchsichtige, werfen einen Theil des ihnen begegnenden Lichtes wieder von sich zurück, und werden nach der Menge des zurückgeworfenen Lichtes mehr oder weniger sichtbar; man nennt diese besondere Einwirkung der Körper auf das Licht die Zurückstrahlung des Lichtes (Reflectio lucis). Diese Zurückstrahlung des Lichtes von einem Körper geschieht, so lange dessen Oberfläche noch rauh ist, in einer sehr ungeordneten Weise, so wie aber diese Oberfläche möglichst geglättet wird, geschieht die Zurückstrahlung in einer völlig gesetzlichen Weise, man sagt dann von dieser Oberfläche sie spiegele, und nennt auch wohl den Körper, welchem sie angehört, einen Spiegel. Solche Spiegel erhalten je nach der Gestalt ihrer spiegelnden Oberfläche verschiedene Benennungen; sie heißen insbesondere ebene Spiegel, wenn deren spiegelnde Oberfläche eine Ebene ist. Ein Lichtstrahl, welcher auf einen Spiegel fällt, und den man den einfallenden Strahl nennt, wird wieder als ein Strahl, d. h. als eine geradlinige Lichtverbreitung zurückgeworfen, welche man den zurückgeworfenen Strahl zu nennen pflegt.

Das Gesetz, nach welchem der einfallende Strahl von einem ebenen Spiegel zurückgeworfen wird, besteht in Folgendem, wobei unter Einfallsloth diejenige Gerade verstanden wird, die an der Stelle, wo der einfallende

Strahl den ebenen Spiegel trifft, auf diesem senkrecht steht. Der einfallende und der zurückgeworfene Strahl liegen zu beiden Seiten des Einfallslothes mit diesem in einer Ebene und bilden mit ihm gleiche Winkel, von denen der eine den Namen Einfallswinkel, der andere den Namen Zurückstrahlungswinkel erhält. Hiernach wird ein senkrecht gegen den ebenen Spiegel auffallender Lichtstrahl längs derselben Geraden zurückgeworfen, längs der er ankommt. Dieses Gesetz bietet zu einer sehr einfachen Construction des zurückgeworfenen Strahls die Hand. Ist nämlich A C (Fig. 109.) die Richtung des einfallenden Strahls und C die Stelle, wo dieser den ebenen Spiegel trifft, ferner C G das zum Punkte C gehörige Einfallsloth und P Q der Durchschnitt, den die durch A C und C G gelegte Ebene am Spiegel giebt, und beschreibt man in dieser Durchschnittsebene um C mit dem Radius C A einen Kreis, welcher den Durchschnitt des Spiegels P Q in B schneidet, macht man hierauf B A′ = B A, und zieht man durch A′ und C die Gerade A′ C D, so ist C D die Richtung des zurückgeworfenen Strahles; denn es liegen der Construction zur Folge die Linien A C und C D mit dem Einfallslothe C G in derselben Ebene, und weil B A′ = B A gemacht worden ist, hat man $\angle$ B C A′ = $\angle$ B C A, folglich ist auch $\angle$ D C Q = $\angle$ A C B, weil D C Q der Scheitelwinkel von dem B C A′ ist. Nun ist aber auch $\angle$ P C G = $\angle$ Q C G, weil C G auf P Q senkrecht steht, darum ist auch $\angle$ A C G = $\angle$ D C G, es erfüllt also die Gerade C D alle Bedingungen, denen der zurückgeworfene Lichtstrahl unterworfen ist.

Fig. 109.

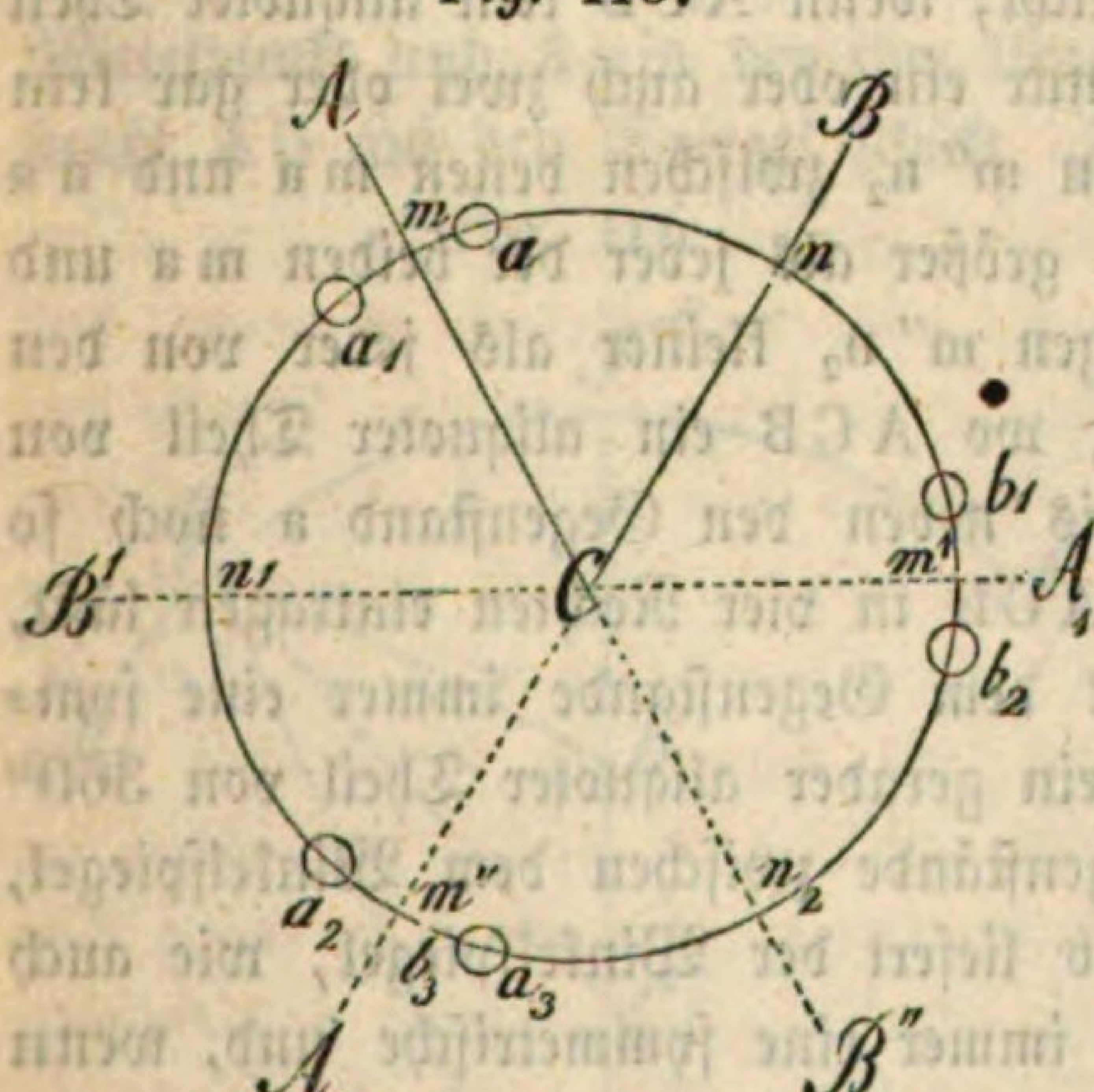


Es ist sehr leicht, aus diesem Zurückstrahlungsgesetze die allgemeine Wirkungsweise eines ebenen Spiegels herzuleiten. Zieht man nämlich in Fig. 109. die Gerade A A′, welche die P Q in dem Punkte R schneidet, so steht diese senkrecht auf der P Q, weil die Dreiecke A C R und A′ C R congruente sind, und es ist A′R = A R, sonach läuft die A A′ parallel mit der C G und steht also wie diese senkrecht auf der Ebene des Spiegels. Hieraus folgt, daß ein von einem Punkte A ausgehender Lichtstrahl, welcher einen ebenen Spiegel in C trifft, von diesem Spiegel gerade so zurückgeworfen wird, als käme er von dem Punkte A′ her, welcher in der von A auf den Spiegel gezogenen Senkrechten A A′ gerade so weit hinter der spiegelnden Ebene wie der A vor ihr liegt. Was aber von einem beliebigen Lichtstrahle gilt, gilt von jedem andern; ist also A ein leuchtender Punkt, der unendlich viele Lichtstrahlen auf den ebenen Spiegel schickt, so werden diese alle vom Spiegel so zurückgeworfen, als kämen sie von dem Punkte

A′ her, der eben so weit hinter dem Spiegel wie der A vor ihm liegt, und beide gehören einer und derselben auf der Ebene des Spiegels senkrechten Geraden an; man nennt aus diesem Grunde den Punkt A′ das Bild des Punktes A im ebenen Spiegel. Was ferner von einem beliebigen Punkte gilt, das gilt auch von jedem andern; es wird daher ein beliebiger Verein von leuchtenden Punkten vor dem Spiegel in ihm sich so abbilden, als lägen sie hinter dem Spiegel in auf ihm senkrechten Geraden und in gleichen Abständen vor und hinter ihm, wodurch weder die Größe noch die relative Lage der Theile im Spiegelbilde eine andere wird, als die im Originale ist. Der ebene Spiegel bildet folglich einen vor ihm liegenden Gegenstand völlig getreu in sich ab. *Beide Gestalten aber sind symmetrisch gleiche.*

Zwei ebene Spiegel, deren spiegelnde Flächen einander zugekehrt sind, bilden das, was man *Winkelspiegel* nennt. In dem besondern Falle, wo die Ebenen der beiden Spiegel parallel mit einander laufen, geht der Winkelspiegel in *parallele einander zugekehrte Spiegel* über. Ein solcher Winkelspiegel giebt zu artigen Erscheinungen Anlaß, die am schönsten in dem von *Brewster* angeordneten Winkelspiegel wahrgenommen werden, der den Namen *Kaleidoscop* erhalten hat.

Fig. 110.



Der Grund dieser Wirkungen geht aus den folgenden Betrachtungen hervor. Es sei ACB der Durchschnitt eines Winkelspiegels, dessen beide spiegelnde Ebenen senkrecht auf der Ebene der Fig. 110. stehen, mit dieser Ebene, und a ein in derselben liegender Gegenstand, durch den hindurch um C der Kreis a a_1 a_2 b_2 b_1 in der Ebene der Figur gezogen worden ist, die Ebene dieses Kreises steht mithin senkrecht auf den beiden Spiegelebenen. Wir tragen den Winkel ACB abwechselnd rechts und links in diesem Kreise herum, so daß $ACB = BCA_1 = ACB' = A_1CB'' = B'CA_2$ wird, so lange als man noch in Gegenden des Kreises kommt, in denen man nicht schon zuvor gewesen ist. Sind m und n die Durchschnittspunkte dieses Kreises mit den Spiegeln AC und BC, und m′, n_1, n_2, m″ die Durchschnittspunkte desselben Kreises mit den Linien CA_1, CB′, CB″, CA_2, so liefert der Gegenstand a im Spiegel AC ein Bild a_1, das eben so weit hinter ihm als der Gegenstand vor ihm liegt, es ist also $ma_1 = ma$; die von dem Gegenstande a auf den Spiegel AC fallenden Lichtstrahlen werden von diesem gerade so zurückgeworfen, als ob sie von einem gleichen Gegenstande in a_1 herkämen, und fallen auf den Spiegel BC in der gleichen Weise auf,

es wird daher das Bild a_1 in diesem Spiegel bei b_2 abgebildet, so weit hinter ihm als a_1 vor ihm liegt, deßhalb ist $n b_2 = n a_1$ oder $m' b_2 = m a_1 = m a$, weil $n C m' = n C m$ und $m a_1 = m a$ ist. Fallen diese vom Spiegel BC so zurückgeworfenen Lichtstrahlen, als ob sie von einem Gegenstande in b_2 herkämen noch auf den Spiegel CA auf, so erzeugen sie in diesem ein neues Bild a_3, das eben so weit hinter ihm als das b_2 vor ihm liegt, so daß der Kreisbogen $m n_1 a_3$ = dem $m n b_2$ oder, weil $m C n = m C n_1 = n_1 C m'' = n C m'$ ist, $m'' a_3 = m' b_2 = m a$ wird. — Ebenso bildet sich der Gegenstand a im Spiegel BC bei b_1 ab und es ist $n b_1 = n a$; das Bild b_1 bildet sich neuerdings im Spiegel AC bei a_2 ab, und es ist $n_1 a_2 = n a$; das von a_2 ausgehende Licht fällt auf den Spiegel BC und liefert in diesem ein neues Bild b_3, wobei $n m n_1 a_2 = n m' n_2 b_3$ oder $n_2 b_3 = n_1 a_2 = n a$ ist. So giebt jedes folgende Bild immer wieder zu einem neuen Anlaß, bis es in den Scheitelwinkel von ACB gekommen ist, wo dann von ihm aus kein Licht mehr auf einen der beiden Spiegel fallen kann, weil es hinter beiden liegt. Aus dieser Darstellung ergiebt sich sogleich, daß in dem Falle, wo ACB ein gerader aliquoter Theil von 360° und dem zur Folge der letzte Raum $A_2 C B''$ der Scheitelraum von ACB ist, die beiden letzten Bilder a_3 und b_3 in einander fallen müssen, außerdem aber nicht; wenn ACB kein aliquoter Theil von 360° ist, können im letzten Raume nur ein oder auch zwei oder gar kein Bild auftreten; ersteres wenn der Bogen $m'' n_2$ zwischen denen $m a$ und $n a$ liegt, das andere, wenn der Bogen $m'' n_2$ größer als jeder der beiden $m a$ und $n a$ ist, und das dritte, wenn der Bogen $m'' n_2$ kleiner als jeder von den beiden $m a$ und $n a$ ist. In dem Falle, wo ACB ein aliquoter Theil von vier Rechten ist, legen sich in den Kreis neben den Gegenstand a noch so viele Bilder herum, als sich der Winkel ACB in vier Rechten eintragen läßt, und diese Bilder geben im Vereine mit dem Gegenstande immer eine symmetrische und, wenn der Winkel ACB ein gerader aliquoter Theil von 360° ist, regelmäßige Figur. Liegen viele Gegenstände zwischen dem Winkelspiegel, so thut jeder von ihnen dasselbe, deshalb liefert der Winkelspiegel, wie auch diese Gegenstände sich vertheilen mögen, immer eine symmetrische und, wenn er eine gerade Anzahl von Fächern liefert, zugleich regelmäßige Zeichnung, worin der Hauptcharakter des Kaleidoscops liegt. Die spätern Bilder werden aber im Vergleich zu den frühern stets lichtärmer, weil bei ihnen das Licht sich von seiner Quelle immer weiter entfernt und dadurch an Stärke verloren hat.

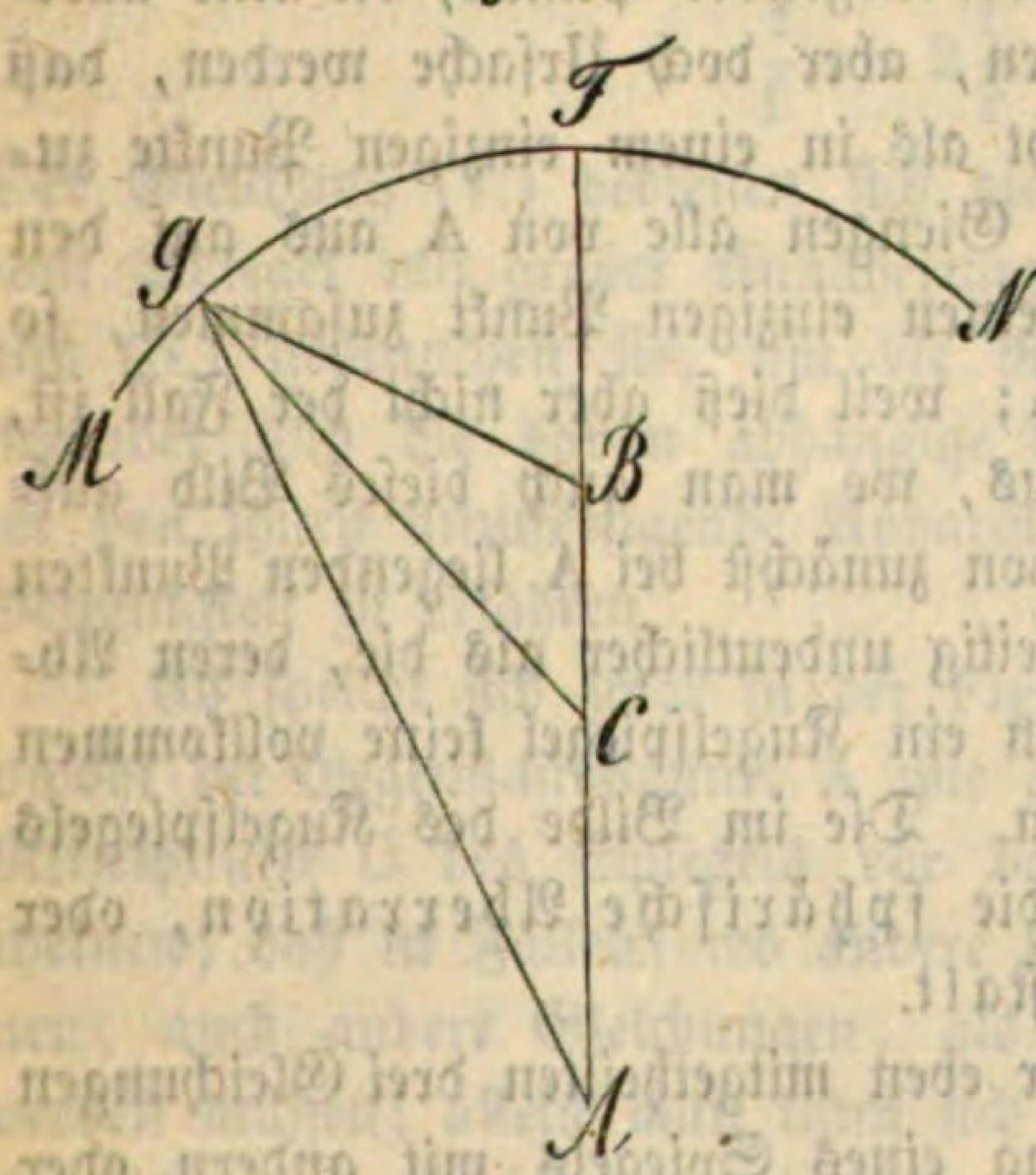
Nehmen die beiden Spiegel im Winkelspiegel eine parallele Stellung an, so verwandelt sich der Kreis in eine gerade Linie, die Anzahl der Bilder wird unendlich groß, und sie treten paarweise symmetrisch geordnet in gleichen Abständen von einander auf.

§. 113. Zurückwerfung des Lichtes von krummen Spiegeln.

Besitzt der Spiegel eine krumme spiegelnde Fläche, so wird er ein **krummer** genannt, und zwar ein Cylinder=, Kegel=, Kugelspiegel u. s. w., je nachdem die spiegelnde Fläche eine Cylinder=, Kegel= oder Kugelform u. s. w. hat. Das Zurückstrahlungsgesetz ist bei krummen Spiegeln dasselbe, wie bei ebenen, wenn man unter Einfallsloth bei krummen Spiegeln die Normale ihrer spiegelnden Flächen an der Stelle, wo ein Lichtstrahl auf sie fällt, versteht; und aus diesem Gesetze lassen sich die Eigenschaften der krummen Spiegel in analoger Weise ableiten, wie so eben bei den ebenen Spiegeln geschehen ist. Weil aber diese Ableitungen in ihrer Allgemeinheit hier zu viel Raum wegnehmen würden, so werden wir sie blos in Bezug auf Kugelspiegel vornehmen, den einzigen krummen Spiegeln, welche in optischen Werkzeugen eine häufige Anwendung finden. Wir nennen einen Kugelspiegel **hohl** oder **concav**, wenn dessen spiegelnde Fläche mit dem Mittelpunkt der Kugel auf einerlei Seite von ihm liegt, und **erhaben** oder **convex**, wenn dessen spiegelnde Fläche und ihr Mittelpunkt auf entgegengesetzten Seiten von ihm liegen.

Es sei MN (Fig. 111.) der Durchschnitt eines Hohlspiegels, C sein Mittelpunkt und A ein vor ihm liegender leuchtender Punkt, welcher den Lichtstrahl AG auf den Spiegel schickt. Zieht man von C nach G die Gerade CG,

Fig. 111.



so ist diese das Einfallsloth bezüglich des Lichtstrahls AG, weil alle Radien Normalen der Kugelfläche an der Stelle sind, wo sie ihr begegnen. Die von A durch C nach dem Spiegel hingezogene Gerade AF heißt die Axe des Spiegels in Bezug auf den leuchtenden Punkt A und liegt mit dem Lichtstrahl AG und dem dazu gehörigen Einfallsloth CG in einer Ebene; zieht man daher von G aus nach der AF die Linie GB so, daß die Winkel BGC und AGC einander gleich werden, so giebt GB, dem Zurückstrahlungsgesetze gemäß, die Richtung des in G zurückgeworfenen Lichtstrahls AG her; es wird also der Lichtstrahl AG nach dem Punkte B der Axe zurückgeworfen. Um die Lage dieses Punktes genau kennen zu lernen, wollen wir die Länge AF durch a, die CF durch r und die BF durch b bezeichnen, ferner den Winkel GAF durch φ, den GCF durch ψ und den GBF durch χ bezeichnen, dann ist $AC = a - r$, $BC = r - b$ und $CG = CF = r$,

und außerdem hat man AGC = GCF — GAC = $\psi - \varphi$ und CGB = GBF — GCF = $\chi - \psi$. Nun ist aber in dem Dreiecke AGC:

$$AC : CG = \sin AGC : \sin GAC ,$$

oder

$$a - r : r = \sin (\psi - \varphi) : \sin \varphi ; \qquad (1.)$$

und in dem Dreiecke CGB:

$$BC : CG = \sin BGC : \sin GBC ,$$

oder

$$r - b : r = \sin (\chi - \psi) : \sin \chi ; \qquad (2.)$$

ferner ist AGC = BGC gemacht worden, oder

$$\psi - \varphi = \chi - \psi . \qquad (3.)$$

Diese drei Gleichungen bleiben dieselben für jeden andern von A auslaufenden Lichtstrahl, der mit der Axe AF denselben Winkel wie der AG bildet; es laufen mithin alle von A ausgehenden und mit der Axe AF einerlei Winkel bildenden Lichtstrahlen, nachdem sie vom Spiegel zurückgeworfen worden, wieder in den einen Punkt der Axe B zurück; ob dieß aber auch andere von A auslaufende Lichtstrahlen thun, welche mit der Axe einen andern Winkel machen, das ist eine andere Frage, und die wirkliche Berechnung zeigt, daß dem nicht so ist. Die sämmtlichen von einem leuchtenden Punkte herkommenden und unter verschiedenen Neigungen zur Axe auf den Spiegel fallenden Lichtstrahlen sammeln sich nach der Zurückwerfung nicht wieder in einem einzigen Punkte, sondern in einer Reihe stetig hinter einander liegender Punkte, die eine allerdings nur kurze Strecke der Axe einnehmen, aber doch Ursache werden, daß die bei B sich kreuzenden Lichtstrahlen nicht als in einem einzigen Punkte zusammenlaufend wahrgenommen werden. Giengen alle von A aus auf den Spiegel fallenden Lichtstrahlen bei B in einen einzigen Punkt zusammen, so wäre B ein genaues Bild des Punktes A; weil dieß aber nicht der Fall ist, so zieht sich B zu einem kleinen Kreise aus, wo man auch dieses Bild auffangen mag. Dadurch gehen die Bilder von zunächst bei A liegenden Punkten in einander über, und machen sich gegenseitig undeutlicher als die, deren Abbilder sie sind. Aus diesem Grunde kann ein Kugelspiegel keine vollkommen deutlichen Bilder von Gegenständen liefern. Die im Bilde des Kugelspiegels entspringende Undeutlichkeit nennt man die sphärische Aberration, oder die Abweichung wegen der Kugelgestalt.

Man kann es indessen mit Hülfe der eben mitgetheilten drei Gleichungen dahin bringen, daß bei einer Verbindung eines Spiegels mit andern oder mit Linsengläsern alle Undeutlichkeit aus dem in's Auge tretenden Bilde wieder verschwindet, daher sind jene Gleichungen für den praktischen Optiker, der vollkommene Werkzeuge zu liefern vorhat, von dem höchsten Werthe; wo aber nicht die höchste Genauigkeit beabsichtigt wird, da können sie durch andere weit einfachere ersetzt werden, wie wir jetzt zeigen wollen. Man kann nämlich

überall, wo man es nur mit sehr kleinen Winkeln zu thun hat, wie in den optischen Werkzeugen fast immer der Fall ist, statt der Sinuse solcher Winkel die Winkel selber setzen, wenigstens da, wo man nicht die äußerste Genauigkeit zu erstreben vorhat. Dadurch werden dann die obigen drei Gleichungen:

$$a - r : r = \psi - \varphi : \varphi \text{ oder } a : r = \psi : \varphi\,, \quad (4.)$$

$$r - b : r = \chi - \psi : \chi \text{ oder } b : r = \psi : \chi\,, \quad (5.)$$

$$\psi - \varphi = \chi - \psi \text{ oder } 2\,\psi - \varphi = \chi\,, \quad (6.)$$

und setzt man die Werthe von φ und χ, die sich aus den Gleichungen (4.) und (5.) ergeben, in die (6.) ein, so wird diese, nachdem man alle deren Glieder mit ψ und r dividirt hat:

$$\frac{1}{r} - \frac{1}{a} = \frac{1}{b} - \frac{1}{r} \text{ oder } \frac{1}{b} = 2\frac{1}{r} - \frac{1}{a}\,. \quad (7.)$$

In dieser Gleichung stellt a die Entfernung des leuchtenden Punktes von dem Spiegel, b die des Punktes vor, in welchem sich die reflectirten Lichtstrahlen wieder zu einem Punkt, den man das **Bild des leuchtenden Punktes** nennen kann, vereinigen. Auch pflegt man die Entfernung b des Bildes vom Spiegel die **Bildweite** zu nennen. In dem besondern Falle, wo der leuchtende Punkt unendlich weit vom Spiegel entfernt ist, bedient man sich der Wörter **Brennpunkt** und **Brennweite** statt der Bildpunkt und Bildweite. Bezeichnen wir durch f die einem unendlich weit entfernten leuchtenden Punkte zugehörige Brennweite, so liefert die Gleichung (7.)

$$\frac{1}{f} = 2\frac{1}{r} \text{ oder } f = \frac{1}{2}\,r\,. \quad (8.)$$

Der Gleichung (7.) bedienen sich die Optiker, um den Abstand des Bildes vom Spiegel mit großer Annäherung aufzufinden, und die Gleichungen (4.) und (5.) gebrauchen sie, um die Relation der Winkel φ, ψ und χ unter einander und die davon abhängige Breite der Spiegel oder Gläser, welche der von ihnen anzufertigende Apparat erfordert, mit aller hierbei erforderlichen Genauigkeit zu erfahren.

Es spricht sich zwar in der Fig. 111. blos der besondere Fall aus, wo sowohl der Gegenstandspunkt A wie auch dessen Bildpunkt B zugleich mit dem Mittelpunkte C des Spiegels vor dem Spiegel liegt, und es dürfte daher scheinen, daß in Fällen, wo andere Lagen dieser Punkte zum Vorschein kommen, auch andere Gleichungen, als die bisher angegebenen, erst aufgesucht werden müssen; allein man kann sich leicht die Ueberzeugung verschaffen, daß die bisherigen Gleichungen in allen möglichen Fällen, sowohl bei Concav- wie Convexspiegeln gebraucht werden können, wenn man damit die folgende Regel verknüpft.

Man muß jede der bisher nur positiv genommenen Längen a oder b oder r als negative Größe in die obigen Gleichungen einführen, so oft deren Anfangspunkt A oder B oder C, statt wie

hier vor dem Spiegel, hinter ihm liegt, und eben so muß jeder der bisher nur positiv genommenen Winkel φ oder χ oder ψ als eine negative Größe in obige Gleichungen eingeführt werden, so oft dessen Spitze nicht wie hier vor, sondern hinter dem Spiegel liegt. Umgekehrt, wenn man aus jenen Gleichungen eine der in ihnen vorkommenden Größen berechnet und eine negative Zahl für sie findet, so deutet dieß darauf hin, daß der auf sie sich beziehende Punkt hinter dem Spiegel liegt. Die Rechnung deckt auf diese Weise die ganze Besonderheit der jedesmaligen Figur auf.

§. 114. Einfache Brechung des Lichts an ebenen Flächen.

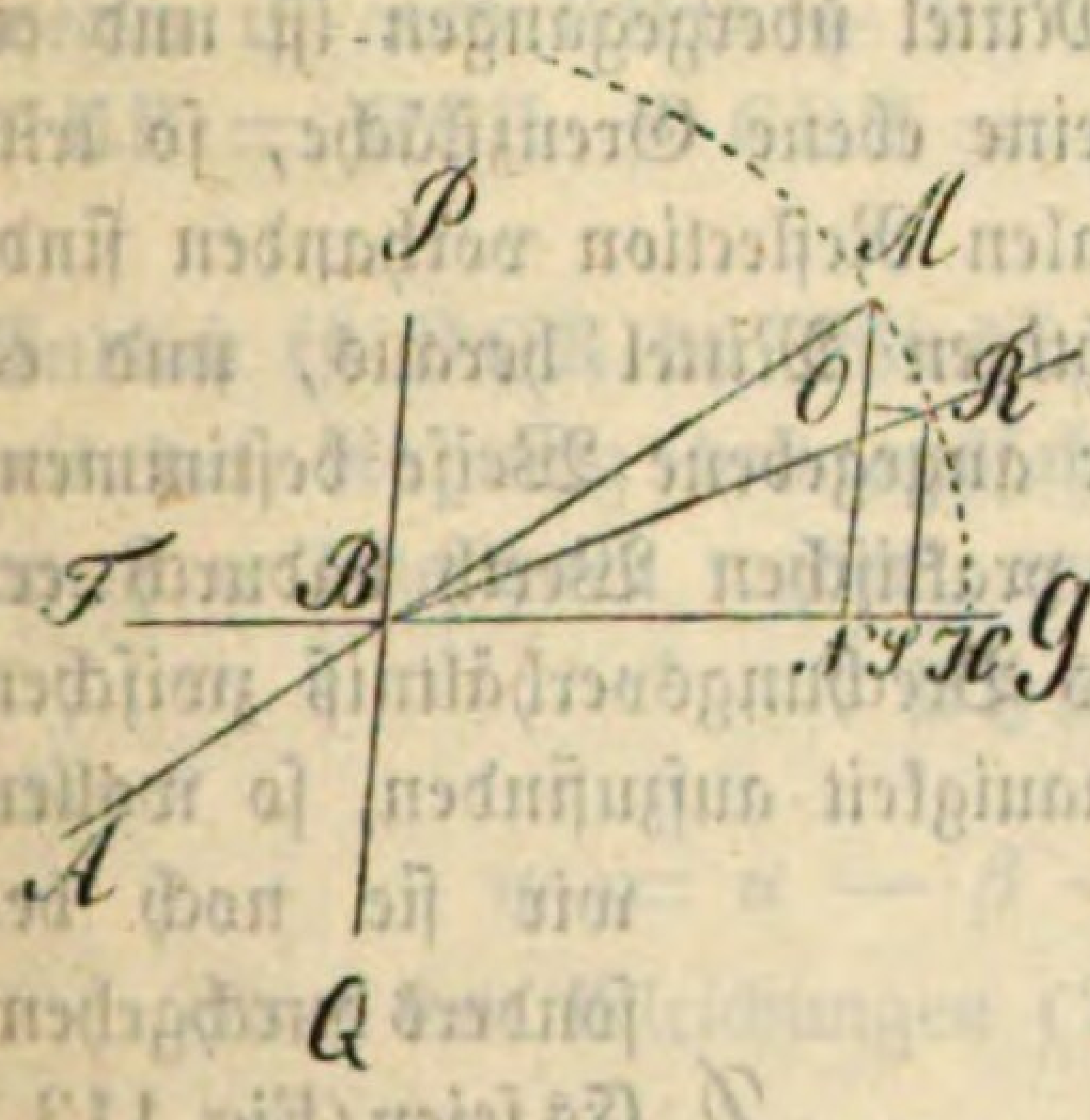
Der Theil des auf einen durchsichtigen Körper auffallenden Lichts, welcher nicht von ihm zurückgeworfen wird, dringt in ihn ein und pflanzt sich in demselben geradlinig fort. Dieses Eindringen geschieht, wie das Zurückwerfen, in ganz regelloser Weise, wenn die Oberfläche des Körpers, durch welche das Licht eindringt, rauh ist; ist aber diese Oberfläche möglichst glatt gemacht und dadurch zu einem Spiegel geworden, so geschieht der Uebergang eines jeden einzelnen Lichtstrahls in den durchsichtigen Körper nach einem stets gleichen und einfachen Gesetze, kraft dessen der Lichtstrahl mit einer andern Richtung in den Körper dringt, als die ist, womit er bei demselben angekommen ist, welche Richtungsänderung man die Brechung des Lichtes, Refractio lucis, nennt, so wie das Licht, welches die Brechung erlitten hat, das gebrochene Licht genannt wird. Ist die Grenzfläche, an welcher das Licht gebrochen wird, eine Ebene, und nennt man auch hier wieder, wie bei der Zurückstrahlung, die auf dieser Ebene Senkrechte an der Stelle, wo ein Lichtstrahl auf sie einfällt, das zu diesem Lichtstrahl gehörige Einfallsloth, so besteht das Brechungsgesetz analog dem in §. 112. gegebenen Zurückstrahlungsgesetze in Folgendem: Der einfallende und der gebrochene Lichtstrahl liegen zu beiden Seiten des Einfallslothes mit diesem in einer Ebene, und die Sinuse der beiden Winkel, welche das Einfallsloth mit dem auffallenden und mit dem gebrochenen Strahle bildet, welche beide Winkel man **Einfallswinkel** und **Brechungswinkel** zu nennen pflegt, halten unter sich stets ein und dasselbe Verhältniß ein, so lange das Licht von einem und demselben Körper in einen und denselben andern übergeht.

Dieses Verhältniß, welches man das Brechungsverhältniß nennt, wird das gerade umgekehrte, wenn das Licht, anstatt von dem einen Körper in den andern überzugehen, von letzterem in den erstern übergeht, was eine Folge davon ist, daß im letztern Falle derjenige Strahl der einfallende ist, welcher zuvor der gebrochene war und umgekehrt, so daß man in ganz allge-

meiner Weise sagen kann: *Beim Uebergang eines Lichtstrahls von einem durchsichtigen Körper in den andern bewegt sich derselbe in jedem Mittel mit einer solchen Richtung, daß die Sinuse der Winkel, welche diese Richtungen mit dem gemeinschaftlichen Einfallslothe machen, ein unveränderliches Verhältniß zu einander haben, wenn man dabei die beiden Mittel stets in derselben Aufeinanderfolge nimmt.* Aus diesem Gesetze geht hervor, daß ein senkrecht auf die Grenzebene einfallender Lichtstrahl beim Uebergang in den durchsichtigen Körper seine Richtung nicht ändert. Mit wenigen Ausnahmen wird der gebrochene Lichtstrahl mehr als der einfallende gegen das Einfallsloth hingelenkt, wenn das Mittel, von welchem das Licht herkommt, dünner ist, als das, in welches es übergeht, und umgekehrt wird der gebrochene Lichtstrahl mehr als der einfallende von dem Einfallslothe abgelenkt, wenn das Mittel, von welchem das Licht herkommt, dichter ist, als das, in welches es übergeht.

Dieses Brechungsgesetz, welches voraussetzt, daß das von einem Körper zum andern übergehende Licht ein einfaches ist, worauf wir wieder zurückkommen werden, läßt die Richtung des gebrochenen Strahles durch eine einfache Construction auffinden. Durchschneidet nämlich die Ebene des Papiers (Fig. 112.) die beiden aneinander grenzenden durchsichtigen Mittel in senkrechter Stellung, und ist PQ der Durchschnitt zwischen ihr und der Grenzebene; ist ferner AB ein aus dem einen Mittel kommender, auf die Grenzebene in B einfallender Strahl, der in der Ebene des Papiers liegt, so liegt auch der gebrochene Strahl in dieser Ebene und läßt sich wie folgt, finden. Man verlängere AB nach M und ziehe durch B die Gerade FG senkrecht auf PQ, beschreibe um B mit einem beliebigen Radius BM einen Kreis MH und ziehe aus M die Linie MN senkrecht auf FG. Sind nun α und β zwei Linien, deren Verhältniß zu einander das Brechungsverhältniß zwischen den beiden Mitteln liefert, und sucht man zu α, β und MN die vierte Proportionale auf, trägt diese von N bis O in die Linie NM ein, und zieht durch O die Gerade OR parallel mit FG, so giebt die durch B und R gezogene Gerade die Richtung des gebrochenen Strahls zu erkennen; denn es sind $\frac{MN}{BM}$ und, wenn RS senkrecht auf FG gezogen wird,

Fig 112.



$\frac{RS}{BR}$ oder $\frac{ON}{BM}$ die Sinuse der Winkel MBH und RBH, also hat man:

$$\sin MBH : \sin RBH = MN : ON\,;$$

und es ist der Construction gemäß:

$$\alpha : \beta = MN : ON\,,$$

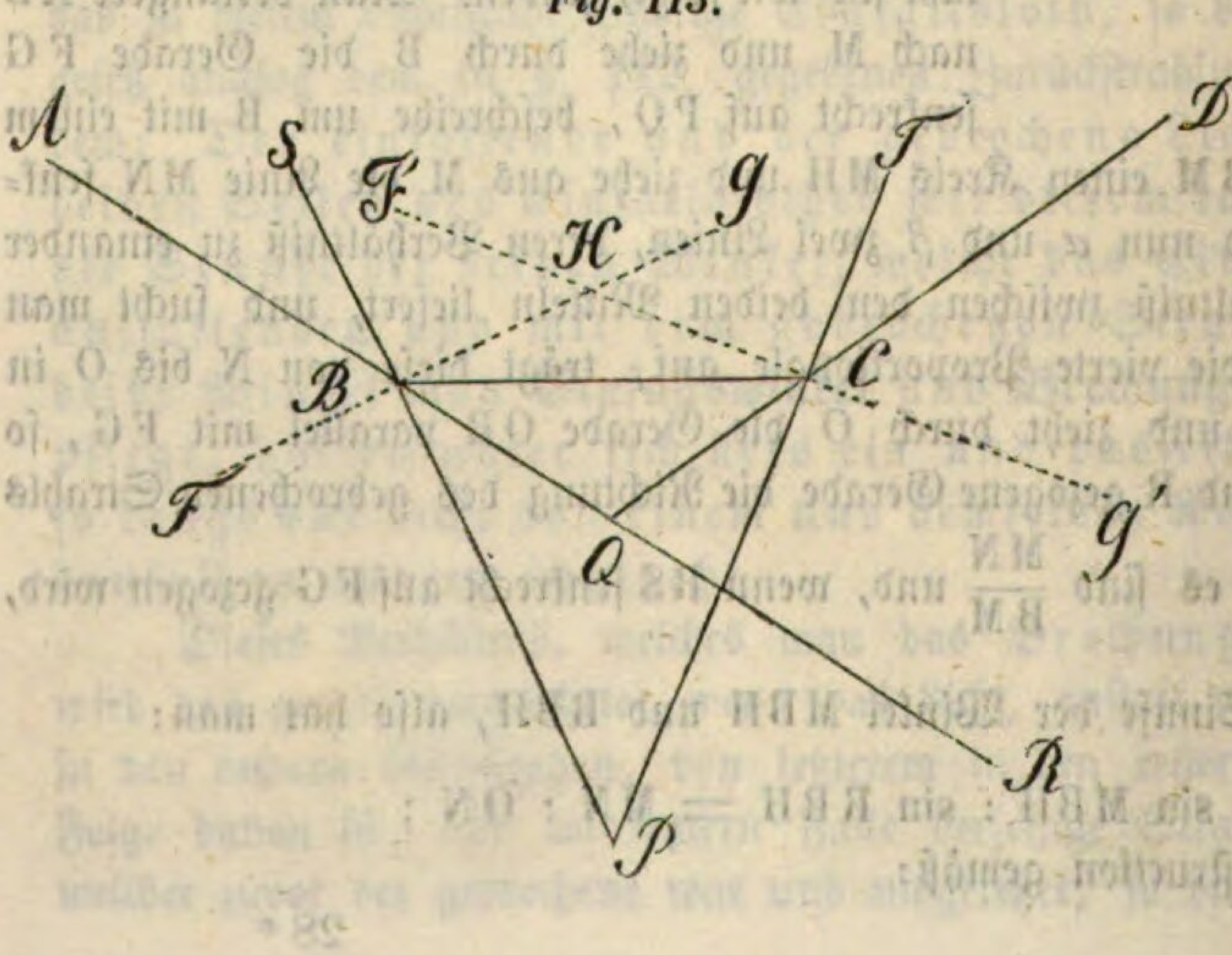
folglich ist auch:

$$\sin MBH : \sin RBH = \alpha : \beta\,,$$

es erfüllt mithin die Gerade BR alle Bedingungen des gebrochenen Lichtstrahls. — An diese Construction schließt sich eine Eigenthümlichkeit der Brechung an, die ihrer Merkwürdigkeit halber hier hervorgehoben zu werden verdient. Wird nämlich das in das zweite Mittel übergehende Licht in diesem vom Einfallslothe abgelenkt, so ist $\beta > \alpha$, es wird darum auch ON > MN, so daß der Punkt O über den M hinaufrückt. Dabei kann dann NO > BM sein, und muß es werden, wenn nur der Winkel MBG, d. h. der Einfallswinkel, groß genug genommen wird; ist aber NO > BM, so kann die durch O parallel mit FG gezogene Gerade den Kreis MH nicht mehr treffen, und es läßt sich kein Punkt R angeben, durch den die Richtung des gebrochenen Lichtstrahls bestimmt wird. Auch lehrt die Erfahrung, daß in einem solchen Falle das Licht nicht mehr gebrochen, sondern in das Mittel, von dem es herkommt, nach den vorhin angegebenen Gesetzen wieder zurückgeworfen wird. Man zeichnet diesen besondern Fall der Reflection vor den übrigen dadurch aus, daß man ihn die totale Reflection nennt.

Wenn Licht in ein zweites durchsichtiges Mittel übergegangen ist und es stößt auf dessen anderer Seite neuerdings auf eine ebene Grenzfläche, so tritt es hier, wenn nicht die Bedingungen der totalen Reflection vorhanden sind, durch dieselbe wieder aus dem zweiten durchsichtigen Mittel heraus, und es läßt sich die Art seines Austritts auf die bisher angegebene Weise bestimmen. Weil aber diese Bestimmung einen sehr großen praktischen Werth dadurch erhält, daß sie ein Mittel an die Hand giebt, das Brechungsverhältniß zwischen zwei durchsichtigen Mitteln mit sehr großer Genauigkeit aufzufinden, so wollen wir sie noch besonders durchgehen. Es seien (Fig. 113.) SP und TP die Durchschnitte der beiden Begrenzungsebenen mit einer auf beiden senkrechten Ebene, die die Ebene des Papiers sein mag, so ist SPT der Neigungswinkel zwischen diesen beiden Ebenen, welcher γ

Fig. 113.



heißen mag. Fällt nun ein Lichtstrahl AB auf die vordere Begrenzungsfläche auf, der in dem begrenzten Mittel in der Richtung BC fortgeht, bei C wieder zur andern Begrenzungsfläche heraustritt und hier die Richtung CD annimmt, und stehen die durch B und C gehenden Geraden FG und F'G' senkrecht auf den Durchschnitten SP und TP, so sind diese die Einfallslothe bei den Punkten B und C; es ist also ABF = GBR der Einfallswinkel und GBC der Winkel, den der gebrochene Lichtstrahl mit dem Einfallslothe bildet, an der vordern Begrenzungsfläche, welche Winkel wir durch α und β bezeichnen wollen, und eben so ist F'CB der Einfallswinkel und DCG' = F'CQ der Winkel, den der gebrochene Strahl mit dem Einfallslothe bildet, an der hintern Begrenzungsfläche, welche Winkel wir durch α' und β' bezeichnen wollen. Nehmen wir an, daß der prismatische Körper auf beiden Seiten von demselben durchsichtigen Körper umgeben ist, und nennen wir das Brechungsverhältniß von diesem zum prismatischen Körper n, so ist sowohl

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n \quad \text{als auch} \quad \frac{\sin\beta'}{\sin\alpha'} = n\,. \qquad (1.)$$

Da ferner die Geraden FG und F'G' senkrecht auf den Durchschnitten SP und TP stehen, so hat das Viereck HBPC bei B und C zwei rechte Winkel, deßwegen ist auch BHC + BPC = 180°, oder F'HB = γ; es ist aber auch F'HB = BCH + CBH = $\beta + \alpha'$, und in Folge

$$\gamma = \beta + \alpha'\,. \qquad (2.)$$

Endlich ist DQR der Winkel, den die Richtung des einfallenden Lichts AR mit der Richtung des ausfahrenden Lichts QD macht, welchen Winkel wir durch ψ bezeichnen wollen, und man hat

$$DQR = QCB + QBC\,,$$

oder

$$\psi = \alpha - \beta + \beta' - \alpha' = \alpha + \beta' - \gamma\,. \qquad (3.)$$

Aus den Gleichungen (2.) und (3.) findet man:

$$\alpha' = \gamma - \beta \quad \text{und} \quad \beta' = \psi + \gamma - \alpha\,,$$

so wie aus den Gleichungen (1.):

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\sin\beta'}{\sin\alpha'}\,,$$

und diese letzte wird mittelst der beiden vorhergehenden:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\sin(\psi+\gamma-\alpha)}{\sin(\gamma-\beta)}\,; \qquad (4.)$$

sieht man daher ψ, γ und α als bekannt an, so läßt sich aus der zuletzt angeschriebenen Gleichung der Winkel β und dann auch aus der vordern Gleichung (1.) das Brechungsverhältniß n finden. Ich übergehe hier die Ausführung der Rechnung in der bequemsten Weise, weil sich diese jeder selbst aufsuchen kann, der mit trigonometrischen Umformungen umzugehen weiß.

Ist $\gamma = o$, so wird der Gleichung (2.) zur Folge $\alpha' = -\beta$, und der Gleichung (3.) zur Folge $\psi = \alpha + \beta'$; dann aber verwandelt sich die Gleichung (4.) in:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\sin\beta'}{\sin(-\beta)},$$

und hieraus folgt $\beta' = -\alpha$, also $\psi = o$; es ist folglich der gebrochene Strahl bei parallelen Grenzflächen dem einfallenden parallel; und zwar unabhängig von dem Werthe n.

Den Winkel γ kann man schon vor dem eigentlichen Versuche aus der Größe der Drehung herholen, die man dem prismatischen Körper um seine lothrecht aufgestellte Kante machen lassen muß, damit eine lothrechte helle Linie an seinen beiden Grenzflächen in einer und derselben Richtung zurück geworfen wird. Die Winkel ψ und α ergeben sich während des Versuchs; ersterer aus den zwei Richtungen, unter welchen man die helle Linie durch das Prisma hindurch und ohne dessen Dazwischenkunft wahrnimmt, letzterer aus den zwei Richtungen, unter denen man die helle Linie direkt und, ohne die Stellung des Prisma's abzuändern, an seiner vordern Grenzfläche reflectirt erblickt. Aus der vordern Gleichung (1.) erhält man dann das Brechungsverhältniß n mit einer Genauigkeit, die der entspricht, womit man die Winkel γ, ψ und α gemessen hat.*)

§. 115. Von den Farben, welche fast immer im Gefolge der Brechung sind.

Stellt man den im vorigen Paragraph beschriebenen Versuch am Prisma — so nennt der Optiker jeden durchsichtigen Körper mit zwei angeschliffenen nicht parallelen spingelnden Ebenen — mit einer vom Sonnenlicht gebildeten hellen Linie an, so stößt man auf die überraschende Erscheinung, daß man durch das Prisma hindurch diese helle Linie nicht mehr sieht, sondern statt ihrer einen sehr vielmal breitern Raum, der ihre Länge zur Höhe hat, und seiner Breite nach mit unendlich vielen stetig in einander übergehenden, außerordentlich lebhaften Farben überzogen ist. Diese Erscheinung hat den Namen des Farbenbildes (Spectrum) erhalten. Newton, der das Farbenbild zuerst genauer untersuchte, hat die unendlich vielen in ihm wahrnehmbaren Farbenabstufungen in 7 Gattungen eingeschlossen, die von einer Seite zur andern in der folgenden Ordnung erscheinen: zinnoberroth, orange, hellgelb, grün, hellblau, dunkelblau, violett, welches dieselbe Aufeinanderfolge

---

*) Die zur Berechnung von β bequemste Formel ist:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{1}{2}\psi + \frac{1}{2}\gamma\right) : \operatorname{tg}\left(\alpha - \frac{1}{2}\psi - \frac{1}{2}\gamma\right) = \operatorname{tg}\frac{1}{2}\gamma : \operatorname{tg}\left(\beta - \frac{1}{2}\gamma\right).$$

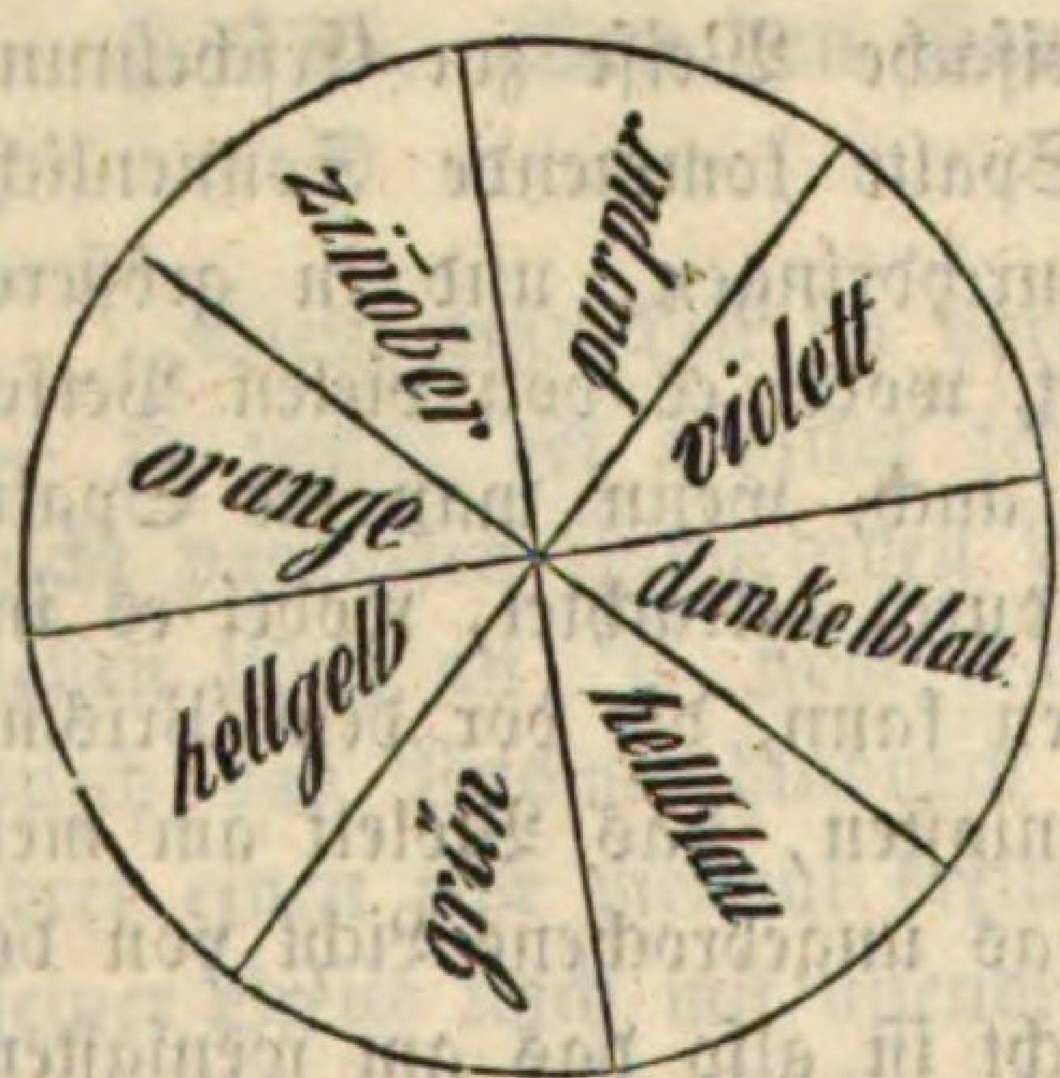
von Farben ist, die man auch im Regenbogen wahrnimmt. Der ausnehmend vorsichtige Experimentator erklärte diese Erscheinung in der Weise, daß er im weißen Sonnenlichte die Coexistenz von unendlich vielen farbigen Lichtarten annahm, deren gleichzeitiges Beisammensein eben das weiße Sonnenlicht ausmacht, denen jedoch stetig sich abändernde Brechungsverhältnisse ihrer Natur nach zukommen, und die eben deßwegen nach ihrem Durchgange durch das Prisma fächerartig sich ausbreiten und dann neben einander liegend wahrgenommen werden müssen; er that hierbei im Grunde weiter nichts, als daß er den Hergang in der Wirklichkeit möglichst einfach in Worten wiedergab. Der Entdecker der allgemeinen Anziehung aller Körper gegen einander, und mit ihrer Hülfe menschlich vollkommene Gesetzgeber für alle uns näher liegenden Bewegungen im Weltgebäude, nahm seine genauere Untersuchung des Farbenbildes unter solchen Umständen vor, wobei er das Sonnenlicht durch eine sehr enge Oeffnung auf das Prisma fallen ließ, und schrieb diese Bedingung (foramen exiguum) allenthalben vor, weil er einsah, und auch auseinandergesetzt hatte, daß die Erscheinung nur in dem Grade minder complex werden könne, als die Breite des Lichts geringer wird. Diese den Mathematiker charakterisirende Umsicht wurde ihm von dem Dichter Göthe in dem polemischen Theil von dessen Farbenlehre höchst übel ausgelegt, und in ein absichtliches Bestreben, die Welt zu täuschen, umgekehrt; eines von den sprechendsten Beispielen, wie selbst große Männer zuweilen in sehr große Irrthümer sich verfangen können.

Dieses Farbenbild läßt sich auf eine zweifache Weise zur Erscheinung bringen. Einmal, wenn man das aus der Spalte kommende Sonnenlicht durch das nahe bei ihr stehende Prisma hindurchdringen, und in größerer Ferne von ihm auf eine weiße Wand fallen läßt, wobei es von vielen Personen zugleich gesehen werden kann. Dann aber auch, wenn man die Spalte aus größerer Entfernung durch das Prisma hindurch betrachtet, wobei es indessen immer nur von der Person gesehen werden kann, die vor dem Prisma steht. In beiden Fällen liegt das Roth am wenigsten, das Violett am meisten von der Richtung ab, längs welcher sich das ungebrochene Licht von der Spalte aus zum Auge hin bewegt; das rothe Licht ist also das am wenigsten, das violette das am meisten von seiner ursprünglichen Richtung abgelenkte. Am vollkommensten zeigt sich das Farbenbild, wenn man es durch ein Fernrohr hindurch, vor welchem das Prisma steht, betrachtet.

Nach Newton's Auslegung der von ihm beobachteten Thatsache ist das weiße Licht kein einfaches, sondern ein aus unendlich vielen einfachen, die sämmtlich farbig sind, zusammengesetztes. Diese einfachen Lichter werden vom äußersten rothen an bis zum äußersten violetten hin mehr und mehr in ihrem Durchgange durch das Prisma hindurch gebrochen und legen sich daher nach ihrem Austritte aus dem Prisma in derselben Ordnung neben einander hin,

wodurch sie gesondert von einander sichtbar werden. Aber nicht umgekehrt ist jedes farbige Licht ein einfaches, sondern es kann eben so gut auch ein aus mehreren farbigen gemischtes sein. So namentlich verbinden sich je zwei Farbengattungen, die unmittelbar neben einer andern Gattung im Farbenbilde vorkommen, unter einander zu einer Farbe, die der zwischen ihnen liegenden unserer Empfindung nach gleich ist; und die äußersten Farbengattungen „zinnoberroth und violett" rufen da, wo sie sich mit einander vereinigen, eine ganz neue Farbengattung hervor, die wir mit dem Namen „carminroth oder purpurroth" zu bezeichnen pflegen. Dieses Roth macht auf unser Auge einen Eindruck, der von dem des Zinnoberroths nicht weniger verschieden ist, als im Allgemeinen die Eindrücke zweier auf einander folgenden Farbengattungen sind. Vereinigt man durch irgend ein Mittel alle durch das Prisma auseinander gezogenen einfachen farbigen Lichtstrahlen wieder mit einander, so geht aus ihnen weißes Licht hervor; aber zur Entstehung von weißem Lichte ist nicht gerade die Vereinigung von den sämmtlichen farbigen Lichtern nöthig, es bringen schon zwei Farbengattungen allein, wenn sie in dem richtigen Verhältnisse mit einander vereinigt werden, Weißlicht hervor. Man kann sich diejenigen zwei Farbengattungen, deren Vereinigung Weißlicht zu liefern im Stande ist, am klarsten vor Augen führen, wenn man einen Kreis in acht gleiche Sectoren zerlegt, in sieben derselben die Farbengattungen in derselben Ordnung einschreibt, wie sie im Farbenbilde auf einander folgen, und in das noch leere Feld die Farbengattung einträgt, welche die Mischungsfarbe der an das leere Feld angrenzenden beiden Farbengattungen ist, wie in der nebenstehenden Fig. 114. geschehen ist. Je zwei einander gerade gegenüber in Scheitelwinkeln liegende Farbengattungen bringen weiß hervor, jedoch ist der Versuch selber nicht leicht anzustellen, weil nicht blos die rechten Farbengattungen, sondern auch die rechten Abstufungen aus ihnen dazu genommen werden müssen. Solche einander diametral gegenüber liegende Farben werden Ergänzungsfarben, complementäre Farben genannt, wofür wir uns auch des Wortes Gegenfarben bedienen werden.

Fig. 114.



Was bisher von den Farben gesagt worden ist, gieng blos die im Farbenbilde auftretenden farbigen Lichter an. Etwas anderes sind gefärbte Körper (Pigmente), die man indessen auch Farben zu nennen pflegt; diese tragen neben viel lichtlosen Theilen das körperlose Licht in sich, daher ist das zuvor von bloßem Licht Gesagte nur mit Einschränkungen auf sie anwendbar. Die

Pigmente ändern das auf sie fallende Licht ab, und geben es in bestimmter Weise abgeändert wieder von sich. Man kann zwar auch durch Mengung der geeigneten Farbenstoffe ein farbenloses Gemenge erzeugen, dieß wird dann aber nicht weiß, sondern grau auftreten, weil zu wenig Licht über zu viel Masse vertheilt ist. So wie die Farbestoffe an sich schon viel matter sind als die im Farbenbilde erscheinenden farbigen Lichter, so liefern auch deren Gemenge in Vergleich zu jenen ungleich verkümmertere Produkte.

Die farbigen Lichter, wie sie im Weißlicht enthalten sind, besitzen das Vermögen, andere Körper zu erleuchten und zu erwärmen in ungleichem Grade. Ihr Vermögen zu erwärmen nimmt vom Violetten bis zum Rothen stets zu, und macht sich selbst über die Grenze des sichtbaren rothen Lichts hinaus noch geltend. Das auf manche Körper fallende Licht veranlaßt diese im Dunkeln zu leuchten, zu phosphoresciren oder auch Veränderungen einzugehen, die sich den chemischen Hergängen mehr annähern. In dieser Beziehung sind die farbigen Lichter vom rothen bis zum violetten und noch über das sichtbare Violett hinaus stets wirksamer. Ja es zeigt sich in solchen Fällen ein nicht zu verkennender Gegensatz zwischen blauen und gelben Lichtstrahlen, ähnlich dem zwischen positiver und negativer Electricität, von denen erstere ebenfalls manche Körper zur Phosphorescenz anreizt, während letztere die phosphorescirenden verlöschen macht.

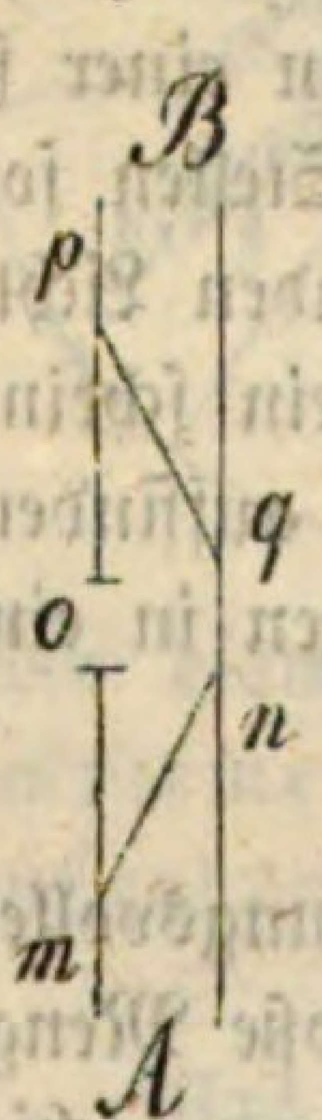
Nach der bisherigen Darlegung der bei der Brechung des Lichts durch ein Prisma auftretenden Thatsachen muß es scheinen, als ob die am Ende des vorigen Paragraphs mitgetheilte Bestimmungsweise des Brechungsverhältnisses zwischen zwei an einanderstoßenden durchsichtigen Körpern auf unübersteigliche Schwierigkeiten stoßen müßte; denn wenn die ursprünglich sehr schmale weiße Linie, nachdem ihr Licht durch das Prisma hindurch gegangen ist, in einer so beträchtlichen Breite auftritt, nach welcher ihrer unendlich vielen Stellen soll man hinblicken, um das Brechungsverhältniß des aus ihr kommenden Lichts zu erhalten? Wollte man aber, was der Sache angemessener zu sein scheint, das einer jeden Farbe eigenthümlich zugehörige Brechungsverhältniß auffinden, wie ist diese festzuhalten, da sie alle in unendlich kleinen Abstufungen in einander überfließen?

Es blieb unserm Fraunhofer vorbehalten, in dieser verzweiflungsvollen Lage Rath zu schaffen. Er entdeckte in dem Farbenbilde eine sehr große Menge mit der ursprünglich hellen Linie paralleler dunkler Linien von zwar verschiedener, aber immer sehr großer Feinheit, und von einer so eigenthümlichen Gruppirung, daß es leicht war, einzelne davon so zu beschreiben, daß jeder andere Beobachter sie mit aller Sicherheit wieder auffinden konnte. Auch überzeugte sich derselbe, daß diese dunkeln Linien in den verschiedensten Farbenbil-

dern, wenn diese nur aus Licht von derselben Art herstammen, eine völlig gleiche Vertheilung haben, so daß jede von ihnen unter allen Umständen bei einer und derselben Farbenabstufung sich befindet. Fraunhofer bezeichnete diesem gemäß die am leichtesten erkennbaren, in den verschiedenen Farbengattungen vertheilten dunkeln Linien mit den Buchstaben A, B, C, D, E, F, G, H, bestimmte die verschiedenen Brechungsverhältnisse im Farbenbilde durch Einvisiren auf diese verschiedenen dunkeln Linien, und war dann sicher, das Brechungsverhältniß der bei diesen dunkeln Linien sich aufhaltenden, ewig gleichen und durch ihren Buchstaben völlig bestimmten, wenn schon übrigens namenlosen Farben zu erhalten; er kehrte so die anfänglich Besorgniß erregende Unsicherheit des Versuches in eine unerwartete Bestimmtheit der Angabe um, und setzte sich dadurch eigentlich erst in den Stand, der Gründer einer praktischen Optik von höherer Ordnung zu werden, als sie vor ihm möglich war. Dieses Verfahren, wobei der prismatische Körper bisher als ein fester vorausgesetzt worden ist, läßt sich eben so auf Flüssigkeiten in Anwendung bringen; man braucht zu diesem Ende blos ein Glasprisma mit ebenen Grenzflächen von einer zur andern zu durchbohren, und über die Durchbohrung auf beiden Seiten ebene Parallelgläser zu legen. Gießt man dann in die entstandene Höhlung mittelst eines vom Rücken des Prisma's bis zur Höhlung eingearbeiteten und durch einen eingeriebenen Stöpsel verschließbaren Kanals die zu untersuchende Flüssigkeit ein, so kann man an ihr jene Bestimmungen genau so vornehmen, als wenn sie ein fester Körper wäre.

Will man auf dem gleichen Wege das Brechungsverhältniß zwischen zwei verschiedenen Luftarten, oder zwischen Luft und dem leeren Raume auffinden, so muß man dazu, weil die Brechung hier immer eine nur sehr geringe ist, Prismen mit sehr stumpfen Winkeln nehmen, wie man sie erhält, wenn man (Fig. 115.) eine Glasröhre AB unter sehr schiefen Richtungen mn und pq abschneidet, die Schnittflächen eben schleift und mit ebenen Parallelgläsern verschließt. In dieses Prisma bohrt man bei o eine Oeffnung und umgiebt sie mit einer metallenen Fassung, mittelst welcher man das Prisma bis zu einem bestimmten Grade luftleer machen, aber auch Luft von bekanntem Drucke und gegebener Temperatur in dasselbe einlassen kann. Auf diesem Wege fanden Arago und Biot, daß das Brechungsverhältniß des Lichts beim Uebergang aus dem luftleeren Raume in atmosphärische Luft von der Temperatur 0° C und unter einem Drucke von 76 Centimetern 1,000294 ist. Dulong hat diese Versuche auf sehr viele Luftarten ausgedehnt und bei einer Temperatur 0° C und einem Druck von 76 Centimeter für den Uebergang des Lichtes aus dem leeren Raume in sie die folgenden Resultate erhalten:

Fig. 115.



Namen der Gase	Brechungs-verhältnisse	Namen der Gase	Brechungs-verhältnisse
Atmosphärische Luft. . .	1,000294	Cyangas.	1,000834
Sauerstoffgas	1,000272	Oelbildendes Gas . . .	1,000678
Wasserstoffgas.	1,000138	Sumpfgas	1,000443
Stickstoffgas.	1,000300	Salzsäureäther.	1,001095
Ammoniakgas.	1,000385	Cyanwasserstoffsäure . .	1,000451
Kohlensäuregas	1,000449	Schweflige Säure. . .	1,000665
Chlorgas	1,000772	Schwefelwasserstoffgas.	1,000644
Chlorwasserstoffsäure . .	1,000449	Schwefelätherdampf . .	1,00153
Stickstoffoxydulgas . . .	1,000503	Schwefelkohlenstoffdampf	1,00150
Salpetergas.	1,000303	Phosphorwasserstoffgas	1,000789
Kohlenoxydgas	1,000340		

Weil bei diesen letztern Versuchen die Brechung immer nur in sehr geringem Grade auftritt, so haben die dunkeln Linien bei ihr nicht dieselbe entscheidende Bedeutung wie bei festen und wasserförmigen Körpern.

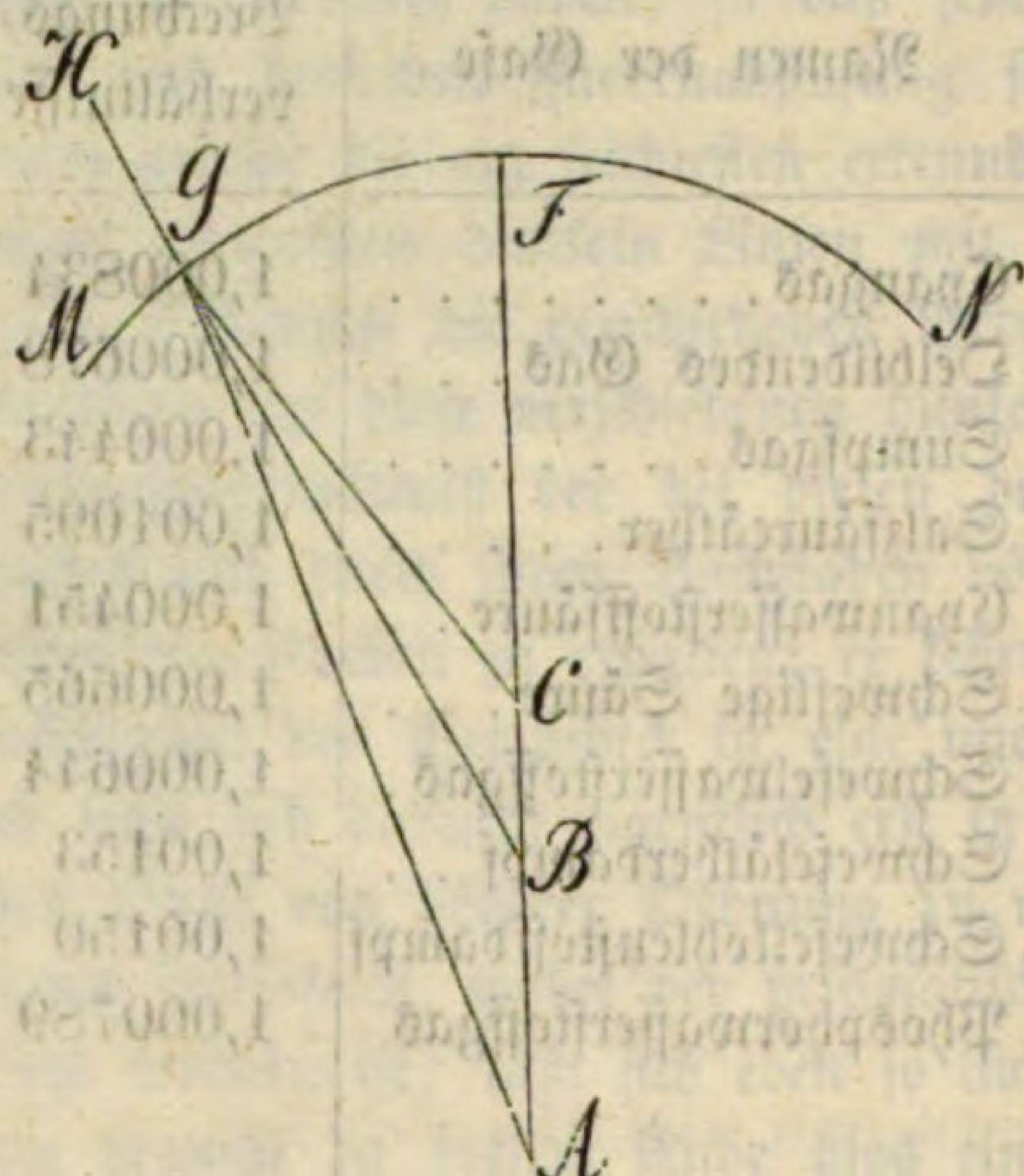
§. 116. Brechung des Lichts an krummen Flächen.

Fällt das Licht bei seinem Uebergange aus einem durchsichtigen Körper in einen zweiten auf eine krumme Grenzfläche, so bleibt das Brechungsgesetz das gleiche wie bei ebenen Grenzflächen, wenn man unter Einfallsloth bei krummen Flächen deren Normale an der Stelle versteht, wo ein in's Auge gefaßter Lichtstrahl auffällt *). Wir werden auch hier die Brechung, aus dem gleichen Grunde wie in §. 113. die Zurückstrahlung, nur an solchen krummen Flächen ausführlicher betrachten, welche die Kugelkrümmung besitzen.

Es sei MN (Fig. 116.) die kugelförmige und geglättete Grenzfläche eines durchsichtigen Körpers, deren Mittelpunkt in C liegt, und A sei ein leuchtender Punkt in dem an jenen angrenzenden durchsichtigen Körper, der einen Lichtstrahl AG auf die Grenzfläche MN schickt, so ist die Gerade CG als Radius der Kugelfläche die zu G gehörige Normale derselben. Wird der Lichtstrahl AG bei seinem Uebergange in das zweite durchsichtige Mittel in der Richtung GH ge-

*) Der Umstand, daß die Brechung, so wie schon die Zurückstrahlung des Lichts ganz allein von der Form des Körpers an der Stelle, wo das Licht auffällt, abhängig ist, liefert den Beweis, daß die Kräfte, wodurch die Richtungsänderung des Lichts bei jenen Hergängen zu Stande kommt, nur auf unendlich kleine Distanzen einen merklichen Einfluß üben.

Fig. 116.



brochen, welche rückwärts verlängert die durch A und C gezogene Gerade AF (welche auch hier wieder die zu dem Strahle AG gehörige Axe der brechenden Fläche genannt wird) in dem Punkte B schneidet, und bezeichnet man hier, wie in Fig. 111., die Länge AF durch a, die BF durch b und den Radius der Kugelfläche CF durch r, ferner den Winkel FAG durch φ, den FBG durch χ und den FCG durch ψ, so ist der Winkel $AGC = \psi - \varphi$ und der $BGC = \psi - \chi$, weßhalb man hier ganz so wie dort zu den beiden Gleichungen:

$$a - r : r = \sin(\psi - \varphi) : \sin\varphi \qquad (1.)$$

und

$$b - r : r = \sin(\psi - \chi) : \sin\chi \qquad (2.)$$

gelangt; statt der dortigen Gleichung (3.) erhält man hier dem Brechungsgesetze gemäß die Gleichung:

$$\sin(\psi - \varphi) : \sin(\psi - \chi) = n\,, \qquad (3.)$$

wenn n das Brechungsverhältniß vom vordern zum hintern Mittel bezeichnet. Diese drei Gleichungen lassen sich nicht umgehen, da wo eine vollkommene Genauigkeit angestrebt wird, wie sie z. B. zur Aufhebung der sphärischen Aberration nöthig ist, welche bei der Brechung in ganz ähnlicher Weise wie bei der Zurückstrahlung eintritt, wenn die brechenden Flächen Kugelflächen sind. Man bedient sich ihrer in der Weise, daß man die Werthe von b durch mehrere Flächen hindurch für zweierlei Lichtstrahlen berechnet, die unter verschiedenen Winkeln gegen die Axe auffallen, und zur Bedingung macht, daß die beiden zur letzten Fläche gehörigen Werthe von b einander gleich werden, wodurch man zu einer Relation zwischen den verschiedenen Werthen von r, die den einzelnen Flächen angehören, gelangt, welche Relation eben die Bedingung zum Wegfall der sphärischen Aberration ist.

In Fällen, wo nicht die höchste Genauigkeit verlangt wird, lassen sich indessen die vorstehenden drei Gleichungen durch andere viel einfachere ersetzen, die in der gewöhnlichen Praxis allein angewendet zu werden pflegen. Weil nämlich in fast allen optischen Instrumenten die Winkel φ, χ, $\psi - \varphi$ und $\psi - \chi$ immer nur sehr kleine werden, so kann man ohne beträchtlichen Fehler statt ihrer Sinuse sie selber setzen, wodurch die vorstehenden drei Gleichungen übergehen in:

$$a - r : r = \psi - \varphi : \varphi \quad \text{oder} \quad a : r = \psi : \varphi \,, \qquad (4.)$$
$$b - r : r = \psi - \chi : \chi \quad \text{oder} \quad b : r = \psi : \chi \,, \qquad (5.)$$
$$(\psi - \varphi) : (\psi - \chi) = n \quad \text{oder} \quad \varphi + (n-1)\,\psi = n\chi \,. \qquad (6.)$$

Die Gleichungen (4.) und (5.), welche dieselben sind, wie die gleiche Nummern an sich tragenden in §. 113., gebrauchen die Optiker unausgesetzt zur Bestimmung der Breite, die sie den in ihre Werkzeuge eingehenden reflectirenden oder brechenden Körpern zu geben haben und die (6.) da, wo sie die Stellung eines Bildes nur nahehin zu wissen nöthig haben. Diese letztere Gleichung nimmt, wenn man für φ und χ ihre aus den beiden vorhergehenden sich ergebenden Werthe in sie einsetzt, und die resultirende sowohl mit ψ wie mit r dividirt, die folgende Gestalt an:

$$\frac{1}{a} + (n - 1)\,\frac{1}{r} = n\,\frac{1}{b} \,. \qquad (7.)$$

Alle in diesem Paragraph erhaltenen Gleichungen sind aus der Fig. 116. hervorgegangen, welche nur einen besondern Fall von sechs möglichen, die bei der Brechung an Kugelflächen eintreten können, in sich enthält; diese besondern Gleichungen aber können ganz allgemein einer jeden Rechnung zum Grunde gelegt werden, wenn man auf sie wieder die schon in §. 113. angegebene Regel unverändert in Anwendung bringt.

Bei der Brechung gesellt sich zu der sphärischen Aberration, welche die alleinige Ursache einer Undeutlichkeit des in sphärischen Spiegeln entstehenden Bildes ist, noch eine zweite von weit größerm Belange, wodurch die in Folge der Brechung an sphärischen Flächen erzeugten Bilder von Gegenständen bis zur Unkenntlichkeit verändert werden können. Um sich einen Begriff von der Größe solcher Aenderungen machen zu können, darf man sich nur erinnern, daß eine weiße helle Linie durch das Prisma gesehen eine oft sehr große Breite annimmt, die noch obendrein von den verschiedensten Farben überzogen ist, und daß beim Durchgang des Lichts durch einen durchsichtigen von Kugelflächen begrenzten Körper die Eintritts- mit der Austrittsstelle im Allgemeinen nicht parallel laufen wird, und dann nothwendig die prismatische Erscheinung in geringerem oder höherm Grade, je nach dem Winkel, den die beiden Stellen mit einander machen, sich bilden muß. Die hier erwähnte Ursache zur Undeutlichkeit des an einer brechenden Kugelfläche erzeugten Bildes nennt man die chromatische Aberration oder die Abweichung der Bildpunkte wegen der Farben, und man kann aus dem Gesagten unschwer entnehmen, daß kein Optiker erträgliche Instrumente, deren Haupttheil aus Gläsern besteht, wird liefern können, wenn er nicht den Nachtheil der chromatischen Aberration zu umgehen weiß. Newton, der in den Irrthum gefallen war, daß die Aufhebung der chromatischen Aberration unmöglich sei, gab daher auch die Anfertigung von brauchbaren dioptrischen Fernröhren auf, und befaßte sich lediglich mit der Verbesserung der Spiegeltelescope. Wir werden indessen

später sehen, wie sich die Abweichung wegen der Farben in dioptrischen Werkzeugen vermeiden läßt, und Fraunhofer hat thatsächlich nachgewiesen, daß dioptrische Werkzeuge recht gut mit katoptrischen in Ansehung der Vollkommenheit ihrer Wirkung wetteifern können. — Ich mache hier an dieser Stelle noch darauf aufmerksam, daß die der Brechung angehörigen Gleichungen in dem gegenwärtigen Paragraph in die der Zurückstrahlung angehörigen, welche in §. 113. mitgetheilt worden sind, dadurch übergehen, daß man $n = -1$ setzt; man kann daher die Zurückwerfung des Lichts als einen besondern Fall von seiner Brechung ansehen. Hierdurch und mit Berücksichtigung der so eben neuerdings herangezogenen Regel erhält aber der Rechner den kaum hoch genug in Anschlag zu bringenden Vortheil, daß er aus den Resultaten, die er unter Voraussetzung eines besondern Falls der Brechung an einer kugelförmigen Grenzfläche erhalten hat, die allen andern möglichen besondern Fällen entsprechenden Resultate sogleich entnehmen kann, diese mögen die Reflection oder Refraction an concaven oder converen Kugelflächen angehen und auf fertige oder nicht zur Vollendung kommende Bilder sich beziehen. Dadurch erhalten die vom Rechner gewonnenen Resultate einen so hohen Grad der Allgemeinheit, der ihrer Anwendbarkeit erst einen Grund und Boden giebt, und ohne welchen sie eben nichts weiter als trockene Formeln blieben. Der Vortheil des Gebrauchs der Mathematik in der Naturwissenschaft besteht hauptsächlich darin, daß der an ihrer Hand vorwärts Schreitende in einem einzigen Bilde alle andern verwandten mit einer Sicherheit und Leichtigkeit erblickt, an denen sich der Nichtmathematiker lange Zeit hindurch den Kopf zerbricht.

§. 117. Von den Linsen.

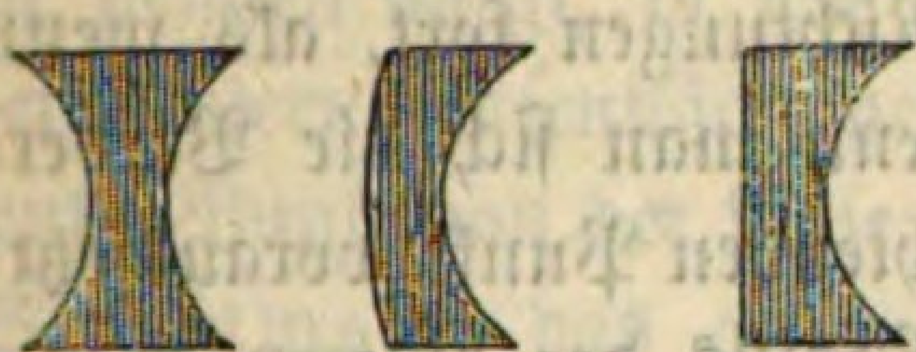
Das auf einen undurchsichtigen Spiegel einfallende Licht dringt nicht in den Körper ein, dessen Oberfläche den Spiegel hergiebt, sondern wird in den durchsichtigen Körper zurückgeworfen, von dem es hergekommen war; daher ist hier nur der Hergang an dieser einen Grenzfläche ins Auge zu fassen. Bei durchsichtigen Körpern hingegen, in welche das an einer Grenzfläche gebrochene Licht eindringt, gelangt es, nachdem es durch sie hindurch gegangen ist, an eine zweite Grenzfläche, von deren Form, wenn sie geglättet ist, allein die Art seines Austritts aus dem durchsichtigen Körper abhängig ist. Aus diesem Grunde hat man beim Durchgang des Lichts durch einen durchsichtigen Körper hindurch gleichzeitig zwei Grenzflächen zu berücksichtigen, die, an welcher das Licht in ihn eingeht, und die, an welcher es ihn verläßt. Man nennt durchsichtige Körper mit zwei kugelförmigen Begrenzungsflächen, von denen die eine auch in eine Ebene (Kugelfläche mit unendlich großem Radius) übergegangen sein kann, Linsen, sie treten fast in allen optischen Werkzeugen auf. Man unterscheidet zwei Gattungen von Linsen, solche, die in ihrer Mitte

dicker als an ihrem Rande sind, diese heißen Converlinsen, und solche, die in ihrer Mitte dünner sind, als an ihrem Rande, diese werden Concavlinsen genannt. Jede dieser zwei Gattungen von Linsen zerfällt in drei Arten. Die Converlinse hat stets auf ihrer einen Seite eine convere Kugelfläche, auf ihrer andern Seite dagegen kann sie eine convere, concave oder zur Ebene gewordene Kugelfläche haben, wie in Fig. 117. im Durchschnitte zu ersehen ist, und hiernach erhält sie den Namen einer conver-converen, concav-converen und einer plan-converen Linse. Die Concavlinse hat auf ihrer einen Seite immer eine concave Kugelfläche, auf ihrer andern Seite hingegen kann sie eine concave, convere, oder zur Ebene gewordene Kugelfläche haben, wie aus Fig. 118. im Durchschnitt zu ersehen ist, und erhält hiernach den Namen einer concav-concaven, einer conver-concaven und einer plan-concaven Linse.

Fig. 117.

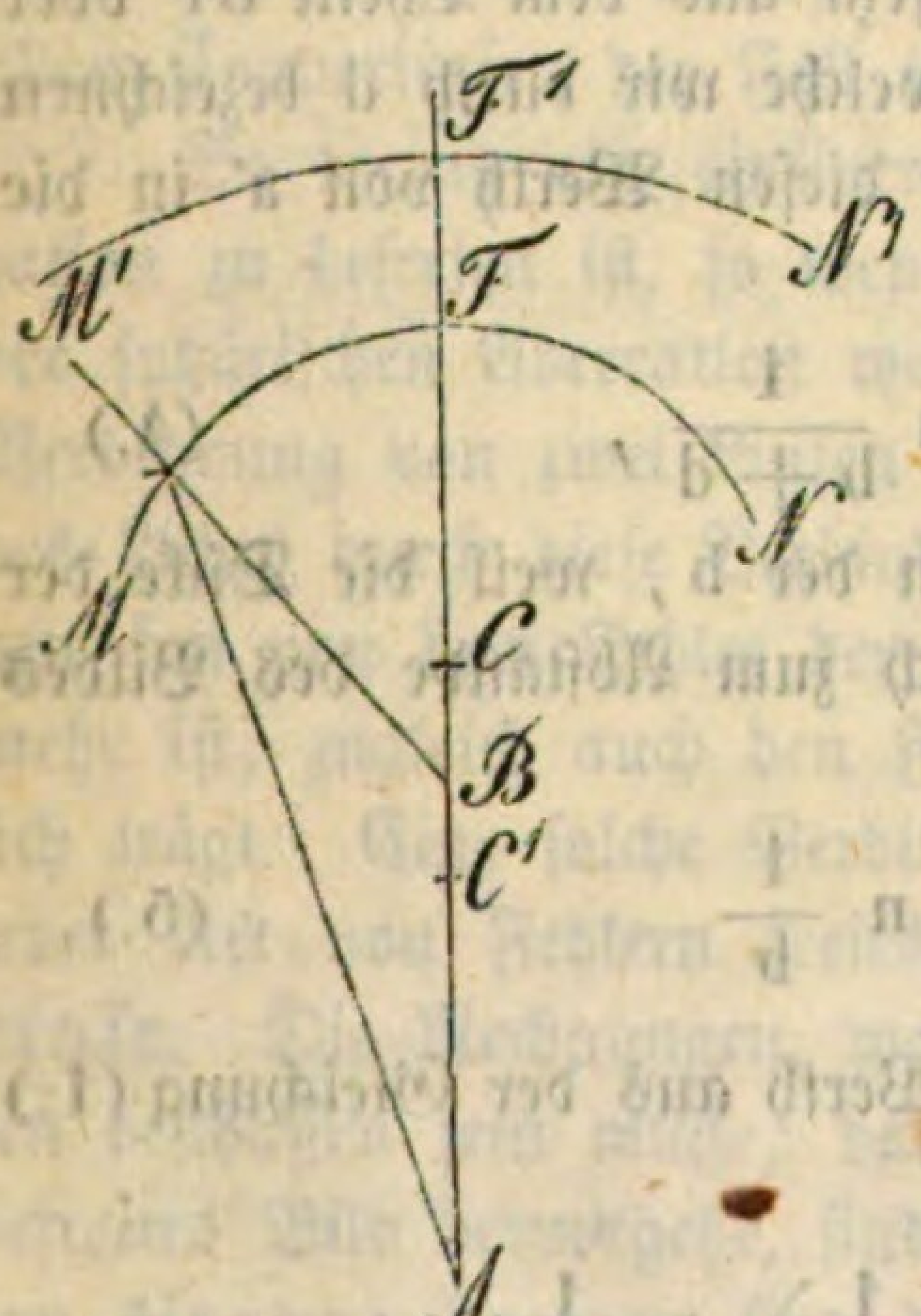


Fig. 118.



Man sieht auf der Stelle ein, daß da, wo das Licht in seinem Fortgange nach und nach auf verschiedene spiegelnde oder brechende Flächen stößt, an jeder folgenden immer wieder dieselbe Rechnung wie an der vorhergehenden sich einstellt; denn so wie das an der ersten Fläche erzeugte Bild eines Gegenstandes nothwendigerweise der Gegenstand für die zweite Fläche wird, so wird jedes an einer der später kommenden Flächen erzeugte Bild immer wieder der Gegenstand für die ihr nachfolgende Fläche; man hat also immer nur aus der Entfernung eines Gegenstandes von der Kugelfläche und der Größe des Radius von dieser die Stellung des an der Kugelfläche erzeugten Bildes auf die Weise aufzusuchen, wie oben gelehrt worden ist, und wie wir jetzt in Bezug auf eine Linse zeigen wollen.

Fig. 119.



Es seien (Fig. 119.) MN und M'N' die Durchschnitte der beiden Grenzflächen einer Linse, welche von einer durch deren Mittelpunkte gelegten Ebene erhalten worden sind, und C und C' seien die Mittelpunkte dieser Grenzflächen. Wird nun durch C und C' eine Gerade gelegt, welche jene Durchschnitte in den Punkten F und F' schneidet, so heißt diese Gerade die Are der Linse; denkt man sich daher der Einfachheit halber einen in dieser Are liegenden leuchtenden Punkt A, so wird dieser sein Licht auf die vordere Grenzfläche werfen und an dieser ein Bild von A erzeugen, welches, wenn wir von der sphärischen und chromatischen Aber-

ration absehen, in einem Punkte B sich vereinen wird, oder dessen Strahlen wenigstens von diesem Punkte auszugehen scheinen. Die Entfernung BF oder b wird, der im vorigen Paragraph gegebenen Näherungsgleichung (7.) gemäß, aus der Gleichung

$$n \frac{1}{b} = (n-1) \frac{1}{r} + \frac{1}{a} \tag{1.}$$

gefunden, wenn a den Abstand AF des leuchtenden Punktes A von der vordern Begrenzungsfläche MN der Linse und n das Brechungsverhältniß aus dem vor der Linse liegenden durchsichtigen Mittel in diese vorstellt. Das in die Linse eingedrungene Licht bewegt sich in ihr in Richtungen fort, als wenn es von dem Punkte B herkäme, also ganz so, wie wenn man sich die Vorderfläche der Linse wegdenkt, und dafür in B einen leuchtenden Punkt voraussetzt; bezeichnet man daher die Länge BF′ durch a′, den Radius der hintern Grenzfläche durch r′ und das Brechungsverhältniß aus der Linse in das hinter ihr befindliche durchsichtige Mittel durch n′, so wird das auf die hintere Grenzfläche der Linse fallende Licht an dieser Grenzfläche ein Bild erzeugen, dessen Entfernung b′ von ihr, derselben so eben erwähnten Näherungsgleichung gemäß, durch folgende Gleichung erhalten wird:

$$n' \frac{1}{b'} = (n'-1) \frac{1}{r'} + \frac{1}{a'} \,. \tag{2.}$$

Nehmen wir an, daß hinter der Linse dasselbe durchsichtige Mittel liegt wie vor der Linse, was in den meisten Fällen der Fall sein wird, so wird n′ $= \frac{1}{n}$, und dann wird die Gleichung (2.):

$$\frac{1}{b'} = (1-n) \frac{1}{r'} + n \frac{1}{a'} \,. \tag{3.}$$

Es ist aber der Abstand BF′ oder a′ zusammengesetzt aus dem Theile BF oder b und der Länge FF′ oder der Dicke der Linse, welche wir durch d bezeichnen wollen, so daß $a' = b + d$ wird. Setzen wir diesen Werth von a′ in die Gleichung (3.), so verwandelt sie sich in:

$$\frac{1}{b'} = (1-n) \frac{1}{r'} + n \frac{1}{b+d} \,, \tag{4.}$$

und vernachlässigen wir in ihr die Größe d neben der b, weil die Dicke der Linse in der Regel immer sehr klein in Vergleich zum Abstande des Bildes von ihr ist, so geht die Gleichung (4.) über in:

$$\frac{1}{b'} = (1-n) \frac{1}{r'} + n \frac{1}{b} \tag{5.}$$

und wird, wenn man in ihr für $n \frac{1}{b}$ seinen Werth aus der Gleichung (1.) setzt:

$$\frac{1}{b'} = (n-1) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right) + \frac{1}{a} \,. \tag{6.}$$

Diese Gleichung giebt die Stellung des nach dem Durchgange durch eine Linse erzeugten Bildes unter der Voraussetzung annähernd zu erkennen, daß die Dicke der Linse sehr klein ist in Vergleich zu dem Abstande des an ihrer Vorderfläche erzeugten Bildes von dieser Vorderfläche. In der Gleichung (6.) stellt a die Entfernung des leuchtenden Punktes von der vordern Fläche der Linse vor, b′ die Entfernung desjenigen Punktes von der hintern Fläche der Linse, in welchem sich die von dem leuchtenden Punkte der Linse zugeschickten Lichtstrahlen nach ihrem Durchgange durch die Linse wieder vereinigen, und den man den zu dem leuchtenden Punkte gehörigen Bildpunkt der Linse zu nennen pflegt, so wie Bildweite die ihm entsprechende Entfernung b′ von der hintern Linsenfläche genannt wird. In dem besondern Falle, wo der leuchtende Punkt von der Linse unendlich weit entfernt ist, wird Brennpunkt und Brennweite das genannt, was im Allgemeinen Bildpunkt und Bildweite heißt, wie schon in §. 113. angegeben worden ist. Bezeichnen wir durch f die Brennweite einer Linse, so liefert die Gleichung (6.):

$$\frac{1}{f} = (n - 1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right), \qquad (7.)$$

und hierdurch geht die allgemeinere Gleichung (6.) über in:

$$\frac{1}{b'} = \frac{1}{f} + \frac{1}{a}, \qquad (8.)$$

welche die Bildweite in sehr einfacher Weise zu finden lehrt. Ist $n > 1$, wie z. B. beim Uebergang des Lichts aus Luft in Glas, so ist f positiv, so lange $\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} > o$ ist, und es ist f negativ, so lange $\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} < o$ ist, d. h. es liegt der Brennpunkt vor oder hinter der Linse, je nachdem $\frac{1}{r} \gtrless \frac{1}{r'}$ ist. Man überzeugt sich leicht, daß ersteres bei allen Concavlinsen, letzteres bei allen Convexlinsen der Fall ist.

So wenig ein einziger Spiegel von dem Fehler der sphärischen Aberration zu befreien ist, so wenig kann auch aus einer einzigen Linse der Fehler der sphärischen Aberration weggeschafft werden; aber man ist im Stande, eine Verbindung von zwei Linsen so anzuordnen, daß das nach dem Durchgange des Lichts durch diese Verbindung von zweien Linsen hervorgerufene Bild nicht nur frei von dem Fehler der sphärischen Aberration wird, sondern, was noch mehr ist, zugleich auch den Fehler der chromatischen Aberration nicht mehr in sich trägt. Eine solche Verbindung zweier oder mehrerer Linsen, die ein von jeder Art von Fehlern freies Bild liefert, nennt man eine aplanatische Linse. Die Rechnungen, welche lehren, wie eine Vereinigung von zwei Linsen beschaffen sein müsse, damit aus ihr ein von der sphärischen Aberration befreites Bild hervorgehe, sind zu weitläufig, als daß sie hier mitgetheilt werden könnten; dagegen sind die Rechnungen, wodurch die Möglichkeit eines

farbenlosen Bildes dargethan wird, sehr einfach, und da das Hervorrufen eines farbenlosen Bildes aus einer Vereinigung von mehreren Linsen einen Glanzpunkt der neuern Optik bildet, so halte ich es nicht für überflüssig, die Elemente, auf welchen diese Entdeckung ruht, hieher zu setzen.

Newton hatte durch seine Untersuchung des Farbenbildes dargethan, daß die im Weißlicht enthaltenen farbigen Lichter sich dadurch von einander unterscheiden, daß jedem ein anderes Brechungsverhältniß zukommt. Betrachten wir daher zuvörderst blos zwei solche farbige Lichter und bezeichnen wir das Brechungsverhältniß des einen durch n, das des andern durch $n + \delta n$, so daß also δn die Aenderung im Brechungsverhältnisse von der einen Farbe zur andern vorstellt. Nun ist den Gleichungen (7.) und (8.) gemäß:

$$\frac{1}{b'} = \frac{1}{f} + \frac{1}{a} \text{ und } \frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right), \qquad (a.)$$

wenn b′ die Entfernung des Punktes, worin sich die der ersten Farbe angehörigen Strahlen vereinigen, von der hintern Fläche einer Linse bedeutet, und r und r′ die zu deren Vorder- und Hinterfläche gehörigen Radien vorstellen, während a die Entfernung des weißen Punktes von der Linse ist. Um die analogen Gleichungen für die zweite Farbe zu erhalten, muß man $n + \delta n$ für n setzen, dadurch nimmt $\frac{1}{f}$ einen andern Werth an, den wir durch $\frac{1}{f} + \delta\frac{1}{f}$ bezeichnen wollen, so daß $\delta\frac{1}{f}$ die Aenderung des Werthes $\frac{1}{f}$ beim Uebergang von der einen Farbe zur andern bedeutet. Der neue Werth von $\frac{1}{f}$ zieht auch einen abgeänderten Werth von $\frac{1}{b'}$ nach sich, den wir durch $\frac{1}{b'} + \delta\frac{1}{b'}$ bezeichnen wollen, so daß $\delta\frac{1}{b'}$ die Aenderung des Werthes $\frac{1}{b'}$ von der einen Farbe zur andern anzeigt. Diesen Bezeichnungen gemäß werden die vorstehenden Gleichungen in Bezug auf die zweite Farbe:

$$\frac{1}{b'} + \delta\frac{1}{b'} = \frac{1}{f} + \delta\frac{1}{f} + \frac{1}{a}$$

$$\text{und } \frac{1}{f} + \delta\frac{1}{f} = (n + \delta n - 1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right), \qquad (b.)$$

und durch Abziehung der vorigen von diesen findet man:

$$\delta\frac{1}{b'} = \delta\frac{1}{f} \text{ und } \delta\frac{1}{f} = \delta n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right). \qquad (c.)$$

Offenbar vereinigen sich beide Farben nur dann in einem einzigen Punkte, wenn $\delta\frac{1}{b'} = \delta\frac{1}{f} = o$, d. h. wenn $\delta n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right) = o$ wird, was jedoch unmöglich ist, da bei zweierlei Farben δn nicht o sein kann, und eben

so wenig kann $r = r'$ werden, da man es unter dieser Voraussetzung mit keiner Linse zu thun hätte. Es kann mithin durch eine einzige Linse nie eine Farbenvereinigung zu Stande kommen.

Fügen wir aber zu der vorigen Linse noch eine zweite hinzu, die dicht an der ersten anliegt, so ist der Punkt, worin sich die Strahlen der ersten Farbe nach ihrem Durchgange durch die erste Linse vereinigen, ein leuchtender Punkt für die zweite Linse; und eben so ist der Punkt, worin sich die Strahlen der zweiten Farbe nach ihrem Durchgange durch die erste Linse vereinigen, ein leuchtender Punkt für die zweite Linse; bezeichnet daher N das Brechungsverhältniß der ersten Farbe in Bezug auf diese zweite Linse, und stellen R und R′ die Halbmesser ihrer vordern und hintern Fläche, so wie B′ die Entfernung des Punktes, worin sich die durch die zweite Linse hindurch gegangenen Strahlen der ersten Farbe vereinigen, von der hintern Fläche dieser zweiten Linse vor, so werden die Gleichungen (a.) bezüglich der ersten Farbe an der zweiten Linse:

$$\frac{1}{B'} = \frac{1}{F} + \frac{1}{b'} \quad \text{und} \quad \frac{1}{F} = (N-1)\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right), \qquad \text{(d.)}$$

und eben so werden die Gleichungen (b.) bezüglich der zweiten Farbe an der zweiten Linse:

$$\frac{1}{B'} + \delta\frac{1}{B'} = \frac{1}{F} + \delta\frac{1}{F} + \frac{1}{b'} + \delta\frac{1}{b'}$$

$$\text{und} \quad \frac{1}{F} + \delta\frac{1}{F} = (N + \delta N - 1)\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right), \qquad \text{(e.)}$$

wenn das vorgesetzte δ wie immer die Aenderung bezeichnet, welche die Größe, der es vorgesetzt ist, beim Uebergang zur zweiten Farbe erleidet. Die Differenz zwischen den Gleichungen (e.) und (d.) aber führt zu den folgenden Gleichungen:

$$\delta\frac{1}{B'} = \delta\frac{1}{F} + \delta\frac{1}{b'} \quad \text{und} \quad \delta\frac{1}{F} = \delta N\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right). \qquad \text{(f.)}$$

Offenbar vereinigen sich die Strahlen der beiden Farben nach ihrem Durchgange durch die beiden Linsen, wenn $\delta\frac{1}{B'} = \delta\frac{1}{F} + \delta\frac{1}{b'} = 0$ ist. Setzt man für $\delta\frac{1}{F}$ und $\delta\frac{1}{b'}$ oder $\delta\frac{1}{f}$ ihre Werthe aus den hintern Gleichungen (f.) und (c.) ein, so erhält man als Bedingung der Vereinigung von zweien Farben in einem und demselben Punkte nach dem Durchgange ihrer Strahlen durch die beiden Linsen die nachstehende Gleichung:

$$0 = \delta n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right) + \delta N\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right),$$

welche mit Rücksicht auf die hintern Gleichungen (d.) und (a.)

$$o = \frac{\delta n}{n-1}\,\frac{1}{f} + \frac{\delta N}{N-1}\,\frac{1}{F} \qquad (g.)$$

wird.

Aus der Bedingung (g.) ist ersichtlich, daß wenn die beiden Faktoren $\frac{\delta n}{n-1}$ und $\frac{\delta N}{N-1}$ einerlei Vorzeichen haben, welches der Erfahrung gemäß stets der Fall ist, wenn $n - 1$ und $N - 1$ einerlei Vorzeichen haben, zu deren Erfüllung erforderlich ist, daß $\frac{1}{f}$ und $\frac{1}{F}$ entgegengesetzte Vorzeichen annehmen, oder daß von den beiden Linsen die eine eine convexe, die andere eine concave sei, und daß sich

$$f : - F = \frac{\delta n}{n-1} : \frac{\delta N}{N-1}$$

verhalten müsse. Wäre also $\frac{\delta n}{n-1} = \frac{\delta N}{N-1}$, so müßte $f = - F$ sein, d. h. die convexe Linse müßte von derselben Stärke wie die concave sein, eine Vereinigung zweier solcher Linsen wäre aber wirkungslos, und könnte daher nicht zu optischen Zwecken benützt werden. Newton ließ sich durch einen vereinzelten, nicht ausführlich genug gemachten Versuch zu dem Glauben verleiten, daß $\frac{\delta n}{n-1}$ bei allen durchsichtigen Körpern denselben absoluten Werth annehme, und hielt deßwegen die Beseitigung der Farben bei Linsen für unmöglich; Dollond dagegen fand, daß in zwei damals bei den Engländern in Gebrauch stehenden Glassorten, Crownglas und Flintglas, der Werth $\frac{\delta n}{n-1}$ verschieden genug sei, um aus ihnen Linsen zu schleifen, aus deren Vereinigung ein farbloses Bild hervorgeht. Man nennt die Vereinigung zweier Linsen, welche ein farbloses Bild liefert, eine achromatische Linse, selbst wenn in ihr die sphärische Aberration noch nicht gehoben ist. Der praktische Optiker Dollond fertigte diesem gemäß in der Wirklichkeit nach seinem Namen benannte Fernrohre an, die alles übertrafen, was bis dahin in dieser Art geleistet worden war. Man pflegt den Quotienten $\frac{\delta n}{n-1}$ das Zerstreuungsvermögen der Mittel, worauf er sich bezieht, sowie den Ausdruck $n^2 - 1$ deren brechende Kraft zu nennen.

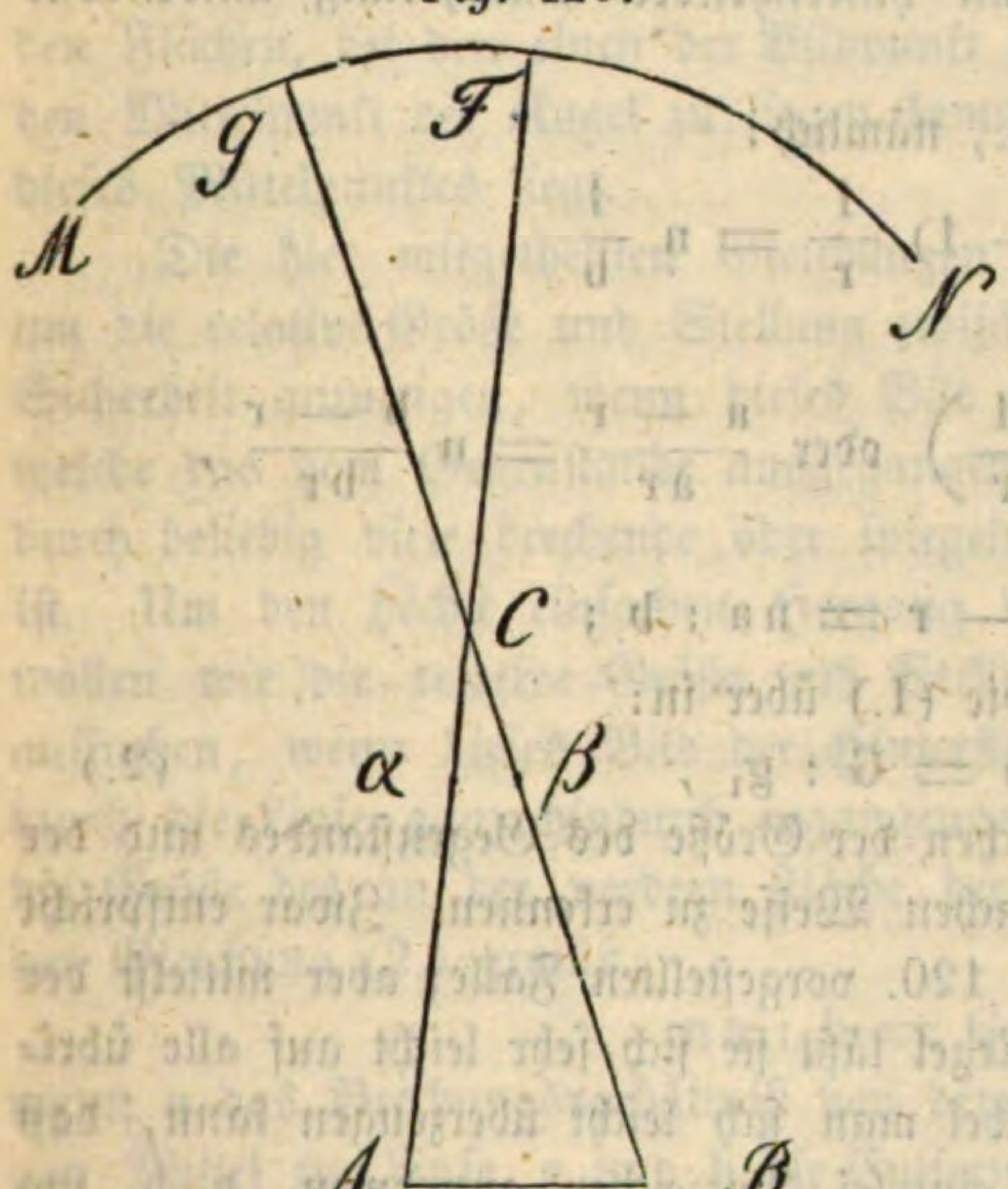
Die obigen Formeln lehren zwar nur, wie zweierlei von einem weißen Punkte herkommende Farben wieder in einen Punkt vereinigt werden können; aber es zeigte sich bald, daß durch die Vereinigung der dunkelblauen und orangenen Farben alle Farben auf eine für die Praxis zureichende Weise aufgehoben werden können, und Fraunhofer benützte zur besten Bestimmung

der zu vereinigenden Farbenabstufungen die von ihm entdeckten dunklen Streifen im Farbenbilde, wodurch er sich in den Stand setzte, dioptrische Fernrohre der größten Art in einer bewundernswerthen Vollkommenheit zu liefern.

§. 118. Von der Bestimmung der Größe und der Stellung der Bilder.

Die Bestimmung der Größe eines Bildes verlangt nie eine so große Genauigkeit, daß nicht dabei die in §. 113. und §. 116. gegebenen Näherungsgleichungen (4.) u. folg. vollkommen ausreichend wären. Denken wir uns (Fig. 120.) eine brechende Fläche MN von solcher Art wie die, worauf sich alle oben gegebenen Gleichungen beziehen, und vor derselben einen Gegenstand AB liegend, dessen Grenzpunkte A und B sind, so bildet sich, wenn man von A und B aus durch den Mittelpunkt C der brechenden Fläche die Geraden AF und BG zieht, der Punkt A in seiner Axe AF bei einem zwischen A und C liegenden Punkte α ab, und der Punkt B in seiner Axe BG bei einem zwischen B und C liegenden Punkte β, den bei Fig. 116. angestellten Betrachtungen zur Folge. Im Allgemeinen wird es erlaubt sein, die Abstände der Punkte A und B von der brechenden Fläche MN, d. h. die Geraden AF und BG als einander gleich anzusehen, oder mit andern Worten die Größe a in der §. 116. gegebenen Gleichung (7.) als dieselbe in Bezug auf A und B zu nehmen; dann aber liefert diese Gleichung auch für b einerlei Größe in Bezug auf die beiden Punkte A und B. Ist aber $AF = BG = a$, so ist $AC = BC = a - r$, weil $CF = CG = r$ ist; und ist $\alpha F = \beta G = b$, so ist auch aus demselben Grunde $\alpha C = \beta C = b - r$, und es sind deßhalb die Dreiecke $C\alpha\beta$ und CAB einander ähnlich, so daß man hat:

Fig. 120.



$$AC : \alpha C = AB : \alpha\beta$$

oder, weil $AC = a - r$ und $\alpha C = b - r$ ist:

$$a - r : b - r = G : g_1 \,, \qquad (1.)$$

wenn man die Ausdehnung des Gegenstandes durch G und die Ausdehnung von dessen Bilde $\alpha\beta$ durch g_1 bezeichnet; es liefert demnach die vorstehende

Gleichung ein Verhältniß zwischen der Größe eines Gegenstandes und der seines Bildes von einer brechenden Kugelfläche. Dieser Gleichung liegt zwar die Voraussetzung zu Grunde, daß die Grenzpunkte A und B des Gegenstandes gleich weit von der brechenden Fläche abliegen, eine Voraussetzung, welche bei verhältnißmäßig kleinen Gegenständen stets vorhanden ist. Denkt man sich aber einen großen Gegenstand in lauter sehr kleine Theile zerlegt, so gilt die Gleichung (1.) für jeden solchen Theil, und hätte man sich bei den verschiedenen Theilen die Werthe a und b verschieden zu denken, so würde dieses ein verschiedenes Größenverhältniß zwischen Gegenstand und Bild bei den verschiedenen Theilen, also eine Verzerrung des Gegenstandes im Bilde zur Folge haben, ein Fall, bis zu welchem man es bei optischen Instrumenten nicht kommen läßt, so daß auf sie die Gleichung (1.) stets mit hinreichender Annäherung anwendbar bleibt.

Die Gleichung (7.) in §. 116., nämlich:

$$\frac{1}{a} + (n - 1)\frac{1}{r} = n\frac{1}{b}$$

läßt sich auch so schreiben:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{r} = n\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{r}\right) \text{ oder } \frac{a - r}{ar} = n\frac{b - r}{br},$$

und liefert so:

$$a - r : b - r = na : b;$$

mittelst dieser Gleichung aber geht die (1.) über in:

$$na : b = G : g_1, \qquad (2.)$$

und diese giebt das Verhältniß zwischen der Größe des Gegenstandes und der des Bildes in einer unerwartet einfachen Weise zu erkennen. Zwar entspricht die Gleichung (2.) nur dem in Fig. 120. vorgestellten Falle; aber mittelst der am Ende des §. 113. aufgestellten Regel läßt sie sich sehr leicht auf alle übrigen besondern Fälle übertragen, wobei man sich leicht überzeugen kann, daß in allen den Fällen, wo a und b einerlei Vorzeichen annehmen, d. h. wo man g_1 als positive Zahl findet, das Bild die gleiche Stellung wie der Gegenstand annimmt, wie schon in Fig. 120. geschieht, daß hingegen in allen Fällen, wo a und b verschiedene Vorzeichen annehmen, d. h. wo sich g_1 als negative Zahl ergiebt, das Bild die umgekehrte Stellung von der des Gegenstandes hat, so daß die Gleichung (2.) nicht blos das Größenverhältniß zwischen Gegenstand und Bild zu erkennen giebt, sondern zugleich auch mittelst des so eben angegebenen Criteriums die relative Stellung zwischen beiden.

Alle an brechenden Kugelflächen erhaltenen Gleichungen gehen in die für spiegelnde Kugelflächen dadurch über, daß man n = — 1 werden läßt, worauf schon zu Ende des §. 116. aufmerksam gemacht worden ist; bei einer spiegelnden Kugelfläche geht daher die Gleichung (2.) über in:

$$-\,a : b = G : g_1\,, \qquad (3.)$$

welche für g_1 einen negativen Werth liefert, so oft a und b einerlei Vorzeichen haben, und einen positiven Werth, so oft a und b verschiedene Vorzeichen haben, und dadurch einen Gegensatz zwischen brechenden und spiegelnden Kugelflächen anzeigt. Gleichwohl bleibt das eben aufgestellte Criterium auch bei spiegelnden Kugelflächen noch völlig wahr; auch diese liefern ein Bild, das eine gleiche Stellung mit der des Gegenstandes hat, so oft sich g_1 aus der Gleichung (3.) als positive Zahl ergiebt, und das Bild hat eine umgekehrte Stellung von der des Gegenstandes, so oft die erwähnte Gleichung g_1 als eine negative Zahl finden läßt. Der angeregte Gegensatz hat darin seinen Grund, daß wie sich schon aus den beiden Fig. 111. und 116. ersehen läßt, in den einander entsprechenden besondern Fällen bei brechenden und spiegelnden Flächen, bei den einen der Bildpunkt zwischen den leuchtenden Punkt und den Mittelpunkt der Kugel zu liegen kommt, wo er bei den andern jenseits dieses Mittelpunktes liegt.

Die hier mitgetheilten Gleichungen sind noch vollkommen ausreichend, um die relative Größe und Stellung zwischen Gegenstand und Bild mit voller Sicherheit anzuzeigen, wenn dieses Bild an einer Fläche erzeugt wird, auf welche das vom Gegenstande ausgegangene Licht erst dann fällt, nachdem es durch beliebig viele brechende oder spiegelnde Kugelflächen hindurch gegangen ist. Um den höchst einfachen Hergang dabei an einem Beispiele zu zeigen, wollen wir die relative Größe und Stellung zwischen Gegenstand und Bild aufsuchen, wenn dieses Bild der Hinterfläche einer Linse angehört, also den durch die Linse ganz hindurch gegangenen Lichtstrahlen entspricht. Stellt g_1 die Größe des an der vordern Fläche der Linse erzeugten Bildes vor, so ist der Gleichung (2.) gemäß:

$$n\,a : b = G : g_1\,,$$

wenn n das Brechungsverhältniß von dem vor der Linse liegenden durchsichtigen Mittel zur Linse, a und b die Entfernungen des Gegenstandes und dessen Bildes von der Vorderfläche der Linse und G die Größe des Gegenstandes vorstellt, und diese Gleichung geht, wenn man in ihr $n = -1$ setzt, in die über, welche Kugelspiegeln angehört. Eben so ist, wenn G_1 die Größe des an der Hinterfläche der Linse erzeugten Bildes, n_1 das Brechungsverhältniß von der Linse zu dem hinter ihr liegenden durchsichtigen Mittel und d die Dicke der Linse bedeutet, derselben Gleichung (2.) gemäß:

$$n_1\,(b + d) : b_1 = g_1 : G_1\,,$$

wenn b_1 die Entfernung des an der Hinterfläche der Linse erzeugten Bildes von dieser Hinterfläche ist, weil das an der Vorderfläche erzeugte Bild der Gegenstand in Bezug auf die Hinterfläche wird, und dieser um b von der Vorderfläche, sonach um b + d von der Hinterfläche abliegt. Durch Multiplication dieser letzten beiden Gleichungen findet man:

$$n n_1 a (b + d) : b b_1 = G : G_1 , \qquad (4.)$$

und diese Gleichung liefert die relative Größe und Stellung zwischen dem Gegenstande vor der Linse und dem aus der Linse hervortretenden Bilde. Ist wie gewöhnlich die Linse vorn und hinten von demselben durchsichtigen Mittel umgeben, so ist $n_1 = \frac{1}{n}$ oder $n n_1 = 1$, weßwegen die Gleichung (4.) übergeht in:

$$a (b + d) : b b_1 = G : G_1 , \qquad (5.)$$

und ist die Dicke der Linse d sehr klein im Verhältniß zu dem Abstande b des an der Vorderfläche erzeugten Bildes von dieser Vorderfläche, so daß man ohne Furcht vor einem nachtheiligen Fehler b für b + d setzen kann, was in den meisten Fällen geschehen darf, so verwandelt sich die Gleichung (5.) in

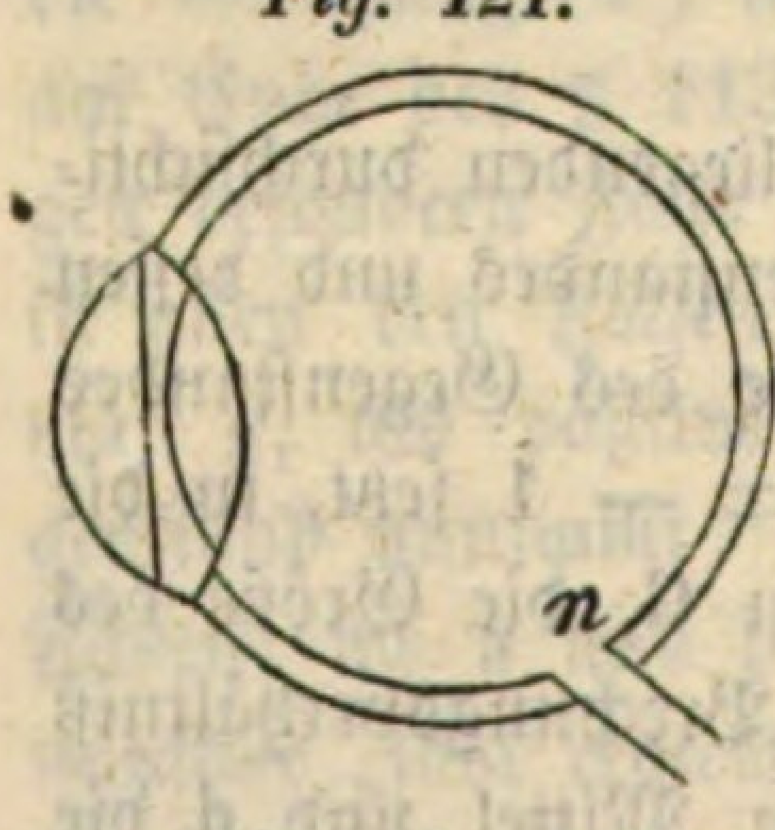
$$a : b_1 = G : G_1 , \qquad (6.)$$

welche aussagt, daß sich die Größe des Gegenstandes zur Größe seines durch die Linse erzeugten Bildes verhält wie der Abstand des Gegenstandes von der Vorderfläche der Linse zum Abstand dieses Bildes von der Hinterfläche, und daß Gegenstand und Bild dieselbe oder eine umgekehrte Stellung gegen einander annehmen, je nachdem a und b_1 einerlei oder entgegengesetzte Vorzeichen erhalten, d. h. je nachdem beide auf einerlei oder auf entgegengesetzten Seiten von der Linse liegen.

§. 119. Vom Bau des menschlichen Auges und von der scheinbaren Größe äußerer Gegenstände im Auge.

Unser Auge besteht aus einem Theile, dem Augapfel, von einer in Fig. 121. angedeuteten Form, welche aus zwei Kugelsegmenten zusammengesetzt ist, deren hinteres einen größern Halbmesser als das vordere hat. Dieser Augapfel liegt in einer aus Knochen gebildeten Höhle, an welche er durch Muskeln befestigt ist, vermöge der er sich in seiner Höhle nach allen Richtungen bis auf eine gewisse Weite hin und her bewegen läßt; er ist von einer starken, weißen Haut (tunica sclerotica) umschlossen, die an dem vordern Segmente von kleinerem Halbmesser völlig durchsichtig wird und hier Hornhaut (tunica cornea) heißt. Ueber der sclerotica am Segmente von größerm Halbmesser liegen nach innen zu noch zwei andere Häute, deren erste (tunica choroidea) aus einem zarten Zellgewebe und lauter Adern ohne Nerven besteht, und von einem schwarzen zähen Stoffe durchdrungen ist, während die andere über der choroidea liegende (tunica nervea s. retina) aus gleichmäßig zusammenhängendem Nervenmarke besteht, dessen innere Fläche mit einem feinen Netz von Nerven überzogen ist, die sich in einem Nervenbündel endigen, der bei n die Häute durchbohrt, und durch ein Loch der Augen-

Fig. 121.



höhle in einen eigenen Hügel des Gehirns eintritt. Zwischen den beiden Segmenten ist eine ebene Haut (iris) ausgespannt, welche in ihrer Mitte ein rundes Loch (pupilla) hat; sie besteht aus Adern und Nerven, die von ihrem Umfange nach der Pupille hinlaufen, um diese unwillkührlich nach Bedarf zu einer Erweiterung oder Verengerung zu zwingen. Nahe hinter dieser Haut gegen das Innere des Auges zu liegt die Krystalllinse, ein fester durchsichtiger Körper, von einer ebenfalls durchsichtigen Kapsel umschlossen, die mit den Wänden des Augapfels zusammenhängt. Zwischen dieser Kapsel und der Hornhaut befindet sich eine etwas salzige durchsichtige Flüssigkeit, welche die wässerige Feuchtigkeit (humor aqueus) genannt wird, und der ganze Raum zwischen dieser Kapsel und der Retina ist von einer gallertartigen durchsichtigen, in einem zarten Häutchen, das mit der Kapsel zusammenhängt, eingeschlossenen Flüssigkeit ausgefüllt, welche den Namen der Glasfeuchtigkeit (humor vitreus) erhalten hat.

Die Krystalllinse hat die Form einer convex-convexen Linse, deren hintere Fläche convexer als die vordere ist, und wird in Verbindung mit der wässerigen und der Glasfeuchtigkeit Ursache, daß das Auge wie eine convex-convexe Linse wirkt, deren Bildpunkte auf die Retina fallen und hier empfunden werden. Das an der Retina zur Empfindung gewordene Bild hat, wie bei allen convexen Linsen, welche aus wasserförmigen Flüssigkeiten oder festen Körpern gebildet werden, eine umgekehrte Stellung von der des Gegenstandes, und man hat sich deshalb lange nach dem Grunde umgesehen, warum demungeachtet der Gegenstand vom Auge aufrecht gesehen wird. Die natürlichste Erklärung ist ohne Zweifel die, daß die Empfindung selber uns nicht sagt, welche von den empfundenen Punkten in unserm Auge oberhalb und welche unterhalb liegen, sie benachrichtiget uns blos von deren relativer Lage gegen einander; wir müssen uns daher auf andere Weise Kenntniß von dem verschaffen, was oben oder unten ist.

In jeder convexen Glaslinse rückt das hinter ihr entstandene Bild von einem vor ihr liegenden Gegenstande der Linse um so näher, je entfernter der Gegenstand vor ihr ist, darum muß auch das im Auge entstehende Bild je nach der Entfernung des Gegenstandes vom Auge bald an dieser bald an einer andern Stelle stehen. Es ist indessen leicht einzusehen, daß das Bild im Auge nur dann deutlich empfunden werden kann, wenn es gerade auf die Netzhaut (retina) fällt; ein gesundes Auge aber sieht Gegenstände in sehr verschiedener Ferne völlig deutlich. Aus diesem Umstande schließen wir, daß unser Auge die Fähigkeit besitzen müsse, sich den in verschiedener Ferne liegenden Gegenständen bis zu einem gewissen Grade hin anzupassen, aber wie es dieß thut, wissen wir nicht. Einige sind der Meinung, daß eine Formänderung des Augapfels durch die mit ihm verbundenen Muskeln dieß bewirken könne, andere glauben, daß eine Form- und Lagenveränderung der Krystalllinse dieß

zu thun vermöge; vielleicht geht die Accomodation des Auges aus allen diesen Ursachen zusammen hervor.

Die in einem gesunden Auge erzeugten Bilder sind farbenlos, und hieraus zog schon Euler den Schluß, daß es möglich sein müsse, Linsen aus verschiedenem Stoffe so mit einander zu verbinden, daß aus ihnen ein farbenloses Bild hervorgeht, und gerade diese Vermuthung Euler's benützte Dollond bei dem Aufsuchen seiner achromatischen Linsen; aber, wie wenn der Zufall große Männer uns näher rücken wollte, zog Euler seine Ansicht in dem Augenblicke wieder zurück, wo Dollond sie durch die Wirklichkeit zu bekräftigen im Begriffe war, und gab sich Mühe, das Gegentheil davon zu erweisen. Die in der letzten Hälfte des §. 117. mitgetheilten Betrachtungen setzen es außer Zweifel, daß in unserm Auge, welches eine Verbindung von dreierlei Linsen aus verschiedenem Stoffe ist, die theils Convex- und theils Concav-Linsen sind, alle Bedingungen zur möglichen Entstehung eines farbenlosen Bildes vorhanden sind.

Warum haben wir vom Schöpfer zwei Augen erhalten, von denen jedes doch eine und dieselbe Funktion auszuüben scheint? Es sollte uns dadurch die Fähigkeit gegeben werden, die relative Entfernung der von unsern Augen gesehenen Gegenstände, wenigstens der näher liegenden, wo uns diese Eigenschaft am meisten nützlich wird, beurtheilen zu können. Für jeden nähern Gegenstand müssen unsere beiden Augen sich genau nach ihm hinrichten, wenn sie ihn nicht doppelt sehen wollen, und eine vorfallende Aenderung in diesen Richtungen, wenn die Augen zwei ungleich entfernte Gegenstände successive deutlich sehen, giebt uns ein Gefühl der ungleichen Entfernung dieser beiden Gegenstände von den Augen. Wheatstone hat in neuester Zeit darauf aufmerksam gemacht, daß zu diesem Zwecke namentlich auch die Verschiedenheit der Bilder beiträgt, welche in jedem Auge von einem und demselben Gegenstande erhalten werden; er hat auf diese Betrachtungen ein Instrument gebaut und Stereoscop genannt, in welchem zwei verschiedene ebene Bilder, von denen jedes nur mit einem Auge gesehen wird, sich den Augen wie ein einziger körperlicher Gegenstand aufdringen.

Der Raum, den das Bild von einem Gegenstand auf der Retina unseres Auges einnimmt im Verhältniß zur Größe des Auges selber, heißt die scheinbare Größe des Gegenstandes, welche von seiner wirklichen Größe in den meisten, wenn nicht in allen Fällen sehr verschieden ist. Ist AB Fig. 122. ein Licht aussendender Gegenstand vor dem Auge, das nach seiner Mitte hingerichtet ist, oder mit andern Worten, das eine solche Richtung hat, daß die Mitte M des Gegenstandes mit den Mittelpunkten der beiden Segmente im Auge in einer Geraden liegt, und sind a und b die auf der Retina liegenden Bildpunkte von den leuchtenden Punkten A und B, so ist die empfundene Strecke ab im Auge, dessen Größe durch die Länge km vorgestellt werden

Fig. 122.



kann, die scheinbare Größe von der Ausdehnung A B vor dem Auge. Zieht man die Geraden A a und B b, welche sich im Punkte k schneiden, so ist k der Punkt, den man den **Kreuzungspunkt** des Auges nennt, durch welchen alle Geraden hindurch gehen, welche irgend einen leuchtenden Punkt mit seinem Bilde im Auge verbinden. Es sind aber die Sectoren A k B und a k b einander ähnlich, so daß man hat, wenn m den Mittelpunkt des Bildes im Auge bedeutet, $kM : km = AB : ab$, wobei k M die Entfernung des Gegenstandes vom Kreuzungspunkte des Auges, k m die Entfernung seines Bildes im Auge von demselben Punkte, und A B die Größe des Gegenstandes in einer Richtung genommen ist. Bezeichnet man den Abstand k M des Gegenstandes vom Kreuzungspunkt des Auges durch E, den Abstand k m des Kreuzungspunktes von der Retina durch ε, die Größe A B des Gegenstandes in einer bestimmten Richtung genommen durch G, sowie die dieser entsprechende Größe a b seines Bildes durch γ, so verwandelt sich die vorstehende Proportion in:

$$E : \varepsilon = G : \gamma \qquad (1.)$$

und giebt

$$\frac{\gamma}{\varepsilon} = \frac{G}{E}. \qquad (2.)$$

Der Quotient $\frac{\gamma}{\varepsilon}$, d. h. die Größe des von einem Gegenstand im Auge erzeugten Bildes im Vergleich zum Abstande des Kreuzungspunktes des Auges von seiner Retina ist es, was man die **scheinbare Größe des Gegenstandes in Bezug auf dieses Auge** nennt; bezeichnet man daher diese scheinbare Größe durch $\mathfrak{G}$, so ist:

$$\mathfrak{G} = \frac{G}{E}. \qquad (3.)$$

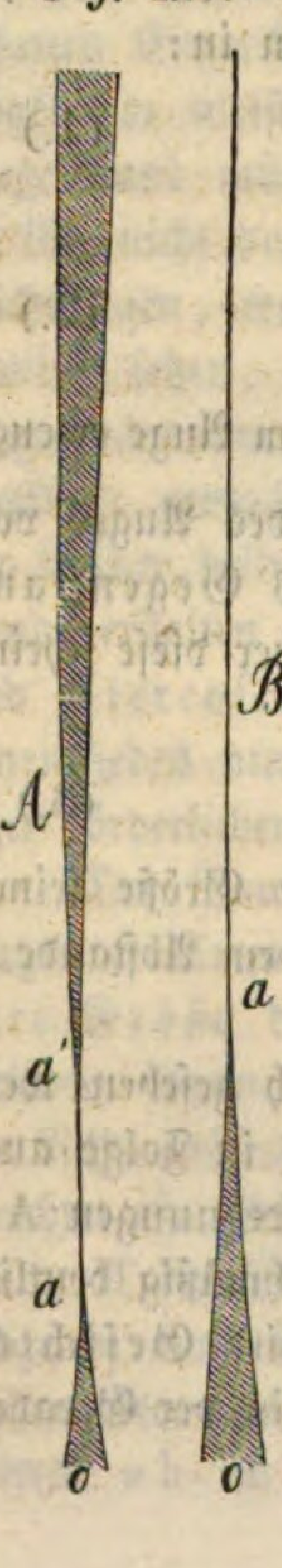
Die scheinbare Größe eines Gegenstandes spricht demnach die Größe seines Bildes in einem Normalauge aus, dessen Kreuzungspunkt in dem Abstande 1 von seiner Retina liegt.

Weil Gegenstände, welche vom Auge gleichmäßig deutlich gesehen werden, immer nur solche sind, bei welchen der Winkel A k B und in Folge auch der a k b eine sehr geringe Größe hat, so kann man die Ausdehnungen A B und a b immer als gerade Linien ansehen, in so weit sie gleichmäßig deutlich gesehenen Objecten angehören. Der Winkel $AkB = akb$ wird **Gesichtswinkel** genannt, und unter **Augenaxe** wird gewöhnlich die in der Geraden M m liegende größte Dimension des Auges verstanden.

§. 120. Von dem fehlerhaften Sehen und den Mitteln es zu verbessern.

Das fehlerfreie menschliche Auge sieht alle Gegenstände deutlich, die acht Zoll und weiter von ihm entfernt liegen; bei manchem Menschen aber muß der Gegenstand sehr nahe (4 Zoll und noch näher) vor dem Auge liegen, wenn er ihn deutlich sehen soll, ein solcher Mensch wird ein *Kurzsichtiger* (myops) genannt; und wieder andere können nur solche Gegenstände deutlich sehen, die in großer Ferne (zwei und noch mehr Fuße weit) vor den Augen liegen, ein solcher Mensch wird ein *Weitsichtiger* (presbyops) genannt. Das Auge des Kurzsichtigen sowohl wie des Weitsichtigen ist ein fehlerhaftes; jenes weil sich die Gegenstände oft gar nicht in so große Nähe bringen lassen, als das Auge zum deutlichen Sehen verlangt, oft nur mit großer Unbequemlichkeit; dieses weil so entfernt liegende Gegenstände, wie sie der Weitsichtige zum deutlichen Sehen verlangt, nicht zugleich auch seiner unmittelbaren Behandlung unterliegen können. Solchen fehlerhaften Augen hilft man durch Linsen ab, die in einem Gestelle befestigt werden, womit sie, ohne die Hand zur Hülfe nehmen zu müssen, sich vor den Augen erhalten lassen, und dann *Augengläser* oder *Brillen* genannt werden. Durch solche Brillen sieht das Auge nicht mehr den Gegenstand, sondern dessen durch die Brillengläser erzeugtes Bild. Die Aufgabe der Brillen besteht nun darin, das durch sie gesehene Bild in eine solche Entfernung vom Auge zu bringen, in welcher es deutlich gesehen wird, während der Gegenstand selber in einer andern, dem mit ihm sich befassenden Beschauer bequemern oder zugänglichern Entfernung liegt.

Fig. 123.



Will sich Jemand selber die für seine Augen geeignetste Brille aussuchen, so muß er sich vor Allem die Grenzen seines deutlichen Sehens aufsuchen, welchen Zweck man durch Vorrichtungen erreicht, die sich sämmtlich darauf gründen, daß ein Gegenstand am schmalsten da erscheint, wo er am deutlichsten gesehen wird. In Ermanglung solcher Werkzeuge (Optometer) kann jeder weiße Faden oder eine sehr dünne Claviersaite, die man vor einem schwarzen Grunde ausspannt, dazu gebraucht werden. Legt man nämlich das eine Ende dieses Fadens oder dieser Saite an das untere Augenlied an, während das andere Ende oben an einem schwarzen Gegenstande befestigt ist, und entfernt man sich von dem schwarzen Hintergrunde bis man einige Spannung des Fadens oder der Saite fühlt, sieht man hierauf mit dem Auge, an das man den Faden angelegt hat, längs desselben hin, so erblickt das Auge, je nachdem es kurzsichtig oder weitsichtig

ist, den Faden in einer der in Fig. 123. ausgedrückten beiden Formen A oder B. Zunächst am Auge bei o erscheint der Faden am breitesten und am unbestimmtesten, läuft immer schmaler zu, bis er bei a am deutlichsten und schmalsten erscheint. Beim Kurzsichtigen läuft er von a bis zu a′ immer schmal und deutlich fort, wird aber von der letztern Stelle a′ an wieder breiter und unbestimmter, wie in A angedeutet ist; beim Weitsichtigen aber läuft er von a aus bis an's Ende stets schmal und deutlich fort, wie lange man auch den Faden nehmen mag, wie in B angedeutet worden ist. Mißt man die Länge o a *) (mit französischem Fußmaße, weil sich in der Regel die Optiker darnach richten), so hat man die kürzeste Entfernung des deutlichen Sehens für das Auge, womit man den Versuch gemacht hat. Der Kurzsichtige thut wohl, auch die Entfernung des andern Punktes a′ vom Auge, nämlich die Länge a′ o zu messen, es ist dieß die weiteste Entfernung seines deutlichen Sehens, die bei Weitsichtigen unendlich groß wird. Nachdem sich die Brillen bedürftige Person die kürzeste und weiteste Entfernung ihres deutlichen Sehens in Pariser Maß verschafft hat, kann sie nun mit großer Leichtigkeit und Bestimmtheit die Beschaffenheit der für sie tauglichsten Brillen sich selber angeben. Es ist nämlich der in §. 117. mitgetheilten Gleichung (8.) zur Folge

$$\frac{1}{b'} = \frac{1}{f} + \frac{1}{a}, \qquad (1.)$$

wenn f die Brennweite der Linse, a die Entfernung des Gegenstandes von der vordern Fläche der Linse, und b′ die Entfernung ihres Bildes von der hintern Fläche der Linse bedeutet, Bild und Gegenstand beide vor der Linse liegend angenommen. Damit nun das Bild der Linse vom Auge deutlich gesehen werde, muß dessen Entfernung vom Auge mindestens die Länge o a betragen und darf die o a′ nicht überschreiten; man pflegt beim Kurzsichtigen die o a′, beim Weitsichtigen die o a oder wenigstens eine diesen nahe kommende zu nehmen, damit jener an's Weitsehen, dieser an's Nahsehen sich gewöhne und das Uebel, welches ohnehin seinen Grund häufig in einer Verwöhnung hat, durch den Gebrauch der Brillen nicht noch ärger werde. Diese Entfernung, welche so eben gefunden worden ist, wollen wir in Zollen ausgedrückt A nennen. Ist aber A die Entfernung des Bildes der Linse vom Auge, so ist A — 1 dessen Entfernung von der Linse, wenn wir uns die Brille in den Abstand von einem Zolle vor die Augen gesetzt denken; es muß also b′ bei der für diese Person tauglichen Brille den Werth A — 1 haben. Nehmen wir nun ferner an, daß die Person ihre Brille zum deutlichen Sehen

*) Die Stelle des Punktes a oder a′ findet man, wenn man eine zweite Person längs des Fadens mit einem Stäbchen fortgehen läßt, bis man gewahr wird, daß sich dieses Stäbchen an der Stelle a oder a′ befindet, wo man es dann irgend wie fest halten muß, um dessen Abstand vom Auge messen zu können.

solcher Gegenstände gebrauchen will, die in der Entfernung B von ihrem Auge liegen, diese Entfernung ebenfalls in Zollen ausgedrückt, so ist die Entfernung dieser Gegenstände von der Linse B — 1, es ist also a bei dem Gebrauche der Augengläser durch diese Person dem bekannten Werthe B — 1 gleich. Setzt man die so bestimmten Werthe von b′ und a, welche beim Gebrauche der Brille durch diese Person gefordert werden, in die Gleichung (1.) ein, so wird diese:

$$\frac{1}{A-1} = \frac{1}{f} + \frac{1}{B-1}, \qquad (2.)$$

und es sind in ihr $\frac{1}{A-1}$ und $\frac{1}{B-1}$ gegebene Größen, so daß sich aus ihr $\frac{1}{f}$ oder f in Pariser Zollen finden läßt. Giebt sich hierbei f als positive Größe zu erkennen, so zeigt dieß an, daß die in die Brille einzusetzenden Linsen concave sein müssen; giebt sich aber f durch die Rechnung als eine negative Zahl zu erkennen, so zeigt dieß an, daß die in die Brille einzusetzenden Linsen convexe sein müssen, und der absolute Werth von f giebt im einen wie im andern Falle die Brennweite der zur Brille zu verwendenden Linsen an. Die Brillen bedürftige Person hat nun nichts weiter zu thun, als zu dem Optiker zu gehen und ihm zu sagen, ob ihre Brille aus concaven oder convexen Gläsern zu bestehen habe, und dazu noch die Brennweite der Gläser hinzuzufügen, wie sie ihre Individualität verlangt, um eine Brille nach ihrem Wunsche zu erhalten. Wir haben bei der vorstehenden Bestimmung eine völlig bestimmte Entfernung der Gegenstände vom Auge vorausgesetzt, und in der That thut man wohl, dazu die zu nehmen, in welcher man am öftesten die Gegenstände deutlich zu erkennen braucht; nimmt indessen der Weitsichtige anstatt der kürzesten Entfernung seines deutlichen Sehens eine um einen oder ein paar Fuße größere an, der Kurzsichtige anstatt der weitesten Entfernung seines deutlichen Sehens eine um einen oder zwei Zoll geringere, so wird er eine Brille erhalten, mit welcher jener auch noch näher, dieser entfernter liegende Gegenstände, als der Wahl seiner Brille zu Grunde liegen, deutlich wird sehen können. Geht man bei der Anwendung der Gleichung (2.) mehr in's Einzelne ein, so lassen sich für jedes Auge leicht Brillen angeben, mit deren Hülfe es Gegenstände in jeglicher Entfernung deutlich sehen kann. Nur in seltenen Fällen hat sich derjenige mehrere Brillen anzuschaffen, dessen Verhältnisse ihn dazu zwingen, Gegenstände aus sehr ungleichen Entfernungen außerhalb der Grenzen seines deutlichen Sehens deutlich sehen zu müssen.

Der Brillenbedürftige hat außer der richtigen Brennweite seiner Gläser auch noch darauf zu sehen, daß sie gut geschliffen und polirt seien, weil schlecht geschliffene und polirte Gläser dem Auge immer wehe thun und mit der Zeit ihm Nachtheil bringen. In dieser Beziehung thut er am besten, bei Sachverständigen sich zu erkundigen, wer zuverlässige Gläser anzufertigen im Stande

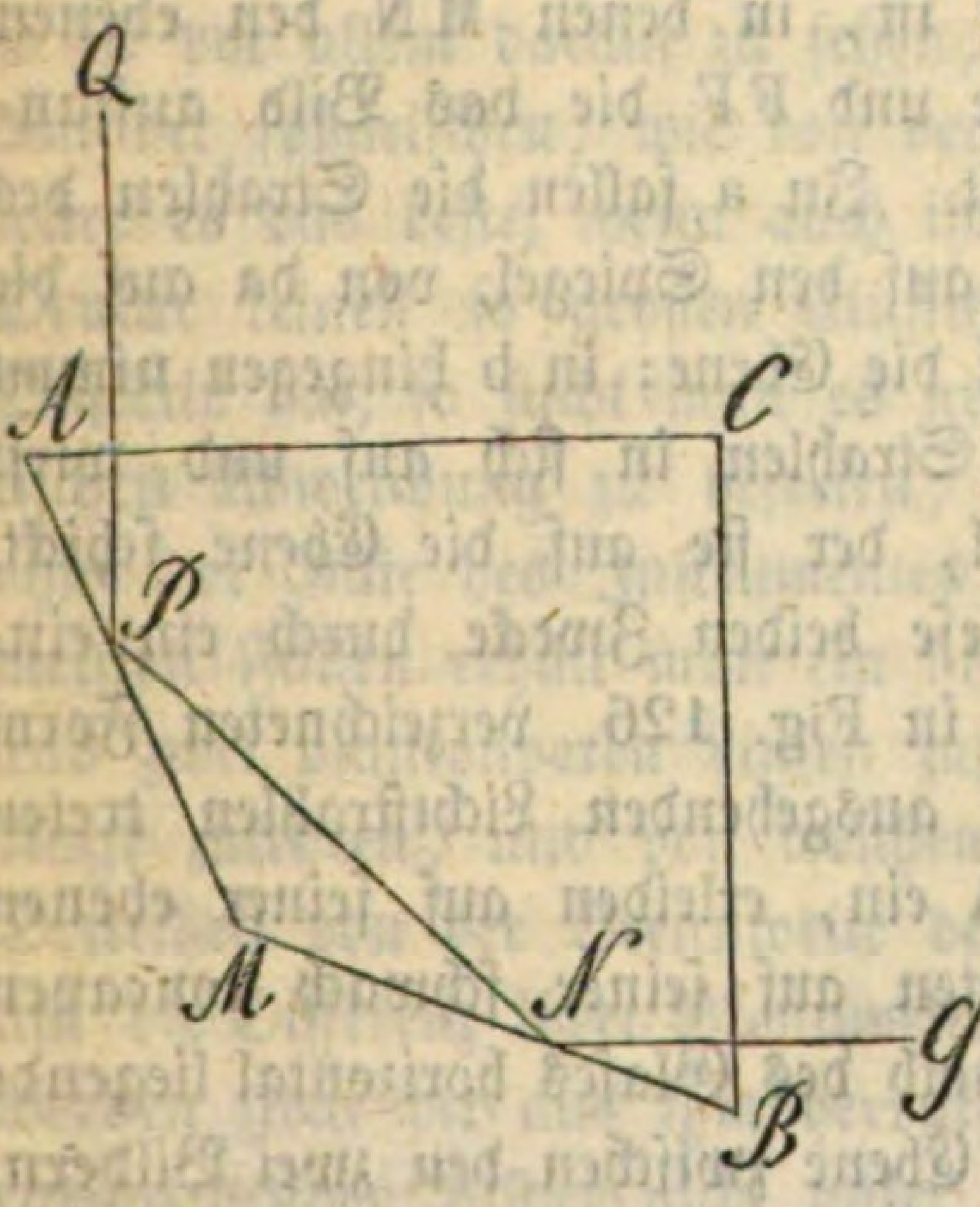
ist, und die größern Kosten, welche daraus vielleicht entspringen, der Erhaltung seiner Augen wegen nicht zu scheuen.

§. 121. Von den optischen Instrumenten.

Eigentlich ist jede die Bewegung der Lichtstrahlen zu einem bestimmten Zwecke benützende Vorrichtung ein optisches Instrument; wir werden indessen von diesen nur die gebräuchlichsten und wichtigsten beschreiben.

1) Camera lucida. Dieses Instrument hat blos zum Zwecke, die Richtung, unter welcher man das Bild von einem Gegenstand sieht, so abzuändern, daß es mit Bequemlichkeit nachgezeichnet werden kann. Diese Absicht läßt sich schon durch ein kleines metallenes Planspiegelchen erreichen, das man unter einem Winkel von 45° gegen die vom Gegenstande oder Bilde kommenden Lichtstrahlen stellt, wo sich dann das Bild im Spiegelchen unter einer Richtung zeigt, die auf der, in welcher man das Objekt ohne Spiegelchen sieht, senkrecht steht; bringt man daher hinter dem Spiegelchen in schicklicher Entfernung Papier an, so kann man dieses und zugleich das Bild auf ihm sehen und nachzeichnen, wenn man das Auge so hält, daß gleichzeitig Lichtstrahlen von dem Bilde im Spiegelchen und von dem Papiere in dessen Pupille eindringen können, wobei es in der Regel am bequemsten ist, wenn man eine solche Anordnung trifft, daß das Papier wagrecht und unterhalb des Spiegelchens zu liegen kommt. Eine solche Vorkehrung wird nach deren Entdecker ein Sömmering'sches Spiegelchen genannt. Wollaston hat zu dem gleichen Zwecke ein Glasprisma vorgeschlagen, dessen Querschnitt in Fig. 124. abgebildet ist. Dieser Querschnitt hat bei C einen rechten Winkel und seine Begrenzungen AM, BM findet man, wenn man um C den Kreisbogen AMB beschreibt, diesen in M halbirt und die Sehnen AM und BM zieht. Dieses Prisma ist groß genug, wenn seine Breite AC = BC einen halben Zoll, und seine Länge einen Zoll beträgt. Schickt ein Gegenstand seine Strahlen in einer auf der Seite BC senkrechten Richtung GN auf dieses Prisma, so erleiden diese bei N und P eine totale Reflection (vergl. §. 114.), und gehen parallel mit BC in der Richtung PQ zum Prisma heraus; ein bei Q befindliches Auge erblickt in dieser Richtung den Gegenstand im Prisma, und wenn es so weit nach der Kante A hinrückt, daß ein Theil seiner Pupille über diese Kante hinausfällt, so kann es

Fig. 124.



zu gleicher Zeit auch ein unter dem Prisma angebrachtes Papier wahrnehmen und auf diesem den Gegenstand mit aller Ruhe nachzeichnen, wenn über der Kante A eine kleine, runde Oeffnung zum Durchsehen für das Auge befestigt ist, welche sich theils über dem Prisma und theils außerhalb desselben befindet.

2) Camera obscura. Mit dieser Vorrichtung beabsichtigt man ein getreues Bild von einer Gegend oder auch nur einem einzelnen Gegenstande auf eine ebene Fläche zu werfen. Sie besteht einfach aus einer converen Linse und der Ebene, auf welcher sich das Bild darstellen soll, in solcher Entfernung hinter der Linse, wo es am vollkommensten wird. Beide werden um alles fremde Licht abzuhalten, in einen inwendig schwarzen Kasten eingefügt. Soll dieses Bild keine Unvollkommenheiten an sich tragen, so muß die Linse eine aplanatische sein (vergl. §. 117.) und noch dazu die Eigenschaft besitzen, daß die Bildpunkte aller äußern leuchtenden Punkte möglichst genau in einer und derselben Ebene liegen, wie sie nach Petzval's Angabe in Wien verfertigt werden. Namentlich da, wo die camera obscura zum Nachzeichnen der Gegenstände benützt werden soll, ist es bequem, wenn die Ebene, worauf das Bild fällt, horizontal liegt; dieß läßt sich durch einen ebenen Spiegel bewirken, der entweder die vom Gegenstande, oder die von der Linse kommenden Strahlen unter einem Winkel von 45° aufnimmt und sie dann nach unten oder nach oben hin auf die horizontal liegende ebene Fläche wirft, wie in Fig. 125. a und b angedeutet ist, in denen MN den ebenen Spiegel, L die Linse und FF die das Bild auffangende Ebene vorstellt. In a fallen die Strahlen des Gegenstandes zuerst auf den Spiegel, von da auf die Linse und zuletzt auf die Ebene; in b hingegen nimmt zuerst die Linse die Strahlen in sich auf und wirft sie auf den Spiegel, der sie auf die Ebene schickt. Chevallier hat diese beiden Zwecke durch ein einziges Glas von der in Fig. 126. verzeichneten Form zu erreichen gesucht. Die vom Gegenstande ausgehenden Lichtstrahlen treten in dieses Glas auf seiner converen Seite A ein, erleiden auf seiner ebenen Seite B eine totale Zurückwerfung und treten auf seiner schwach concaven Seite C heraus, um das Bild auf die unterhalb des Glases horizontal liegende Fläche zu werfen. Hier liegt die spiegelnde Ebene zwischen den zwei Bildern, welche an der converen und concaven Kugelfläche des Glases erzeugt werden.

Fig. 125.



Fig. 126.



Die Zauberlaterne ist eine camera obscura, bei welcher auf Glas gemalte Gegenstände durch Lampenlicht erleuchtet, und in der Regel vergrößert

dargestellt werden, und unter Sonnenmikroscop versteht man eine Vorrichtung, welche mittelst einer Linse ein sehr vergrößertes Bild von einem durch die Sonne stark beleuchteten Gegenstande giebt. Eine solche Vorrichtung heißt Lampenmikroscop, wenn die Beleuchtung des Gegenstandes durch Lampenlicht geschieht, und Gasmikroscop, wenn man zur Beleuchtung des Gegenstandes das sehr intensive Licht, welches von brennendem Knallgas an Kalk erzeugt wird, benutzt.

3) Loupe oder einfaches Mikroscop. Es ist dieß eine convexe Linse von kleiner Brennweite, welche einen Gegenstand, den man durch sie betrachtet, um so größer erscheinen läßt, je geringer ihre Brennweite ist. Solche Linsen nennt man Loupen, wenn sie den Gegenstand nur mäßig vergrößern, hingegen einfache Mikroscope, wenn die Vergrößerung sehr beträchtlich ist. Bei mittlern Vergrößerungen kann man für solche Linsen den einen oder den andern Namen gebrauchen; am besten wäre es, wenn der letztere Namen ganz ausgemerzt würde. Wie sich die Vergrößerung von dergleichen Linsen bestimmen läßt, wird in dem nächsten Paragraph gezeigt werden.

4) Fernrohr oder Telescop und zusammengesetztes Mikroscop. Diese beiden optischen Instrumente haben das mit einander gemeinschaftlich, daß sie hinter einer convexen Linse oder vor einem Concavspiegel ein Bild vom Gegenstande liefern, das mit einer Loupe angeschaut wird. Die erste Linse oder der Hohlspiegel, welche ein wirkliches Bild vom Gegenstande liefern, wird bei beiden ihr Objectiv genannt, während man die Loupe oder das einfache Mikroscop, womit dieses Bild angeschaut wird, bei beiden ihr Ocular zu nennen pflegt. Sollen diese Werkzeuge in ihrer Art vollkommen sein, so ist vor allem darauf zu sehen, daß ihr Objectiv aplanatisch, d. h. sowohl von der sphärischen, wie von der chromatischen Aberration befreit sei. Zwar wäre es das beste, wenn auch ihr Ocular aplanatisch wäre; weil indessen das Ocular keinen so großen Einfluß auf die Güte des Instrumentes wie das Objectiv hat, so sucht man es nur annähernd von der sphärischen und chromatischen Abweichung zu befreien, um dem Optiker seine Arbeit zu erleichtern, ohne der Güte des Instrumentes einen merklichen Eintrag zu thun. In den meisten Fällen erhält man ein hinreichend fehlerfreies Ocular, wenn man es aus zwei planconvexen Linsen zusammensetzt, die beide ihre ebenen Seiten dem Auge zukehren, und von welchen die Brennweite der dem Auge nächsten ein Dritttheil von der Brennweite der vom Auge entferntern ist, während beide um die Differenz ihrer Brennweiten aus einander stehen. Durch dieses Ocular werden zwar die aus ihm hervorgehenden, den verschiedenen farbigen Lichtern entsprechenden Bilder nicht unter sich vereinigt; aber diese Bilder erhalten doch durch es eine solche gegenseitige Stellung zu einander, daß von jedem in jeder Richtung Strahlen in das Auge geschickt werden, welche sich stets zu Weißlicht ergänzen, was Farbenlosigkeit des Gesammteindrucks, freilich mit etwas

verminderter Schärfe zur Folge hat. Das Objectiv wird in das Ende einer weitern Röhre eingesetzt und die Linsen des Oculars in eine engere Röhre, welche sich in der weitern so verschieben läßt, daß man das Ocular dem Objectiv näher und entfernter bringen kann, wie zum deutlichen Sehen gefordert wird, so daß man immer die dazu beste Stellung selber aufsuchen kann. Damit nicht fremdes Licht das ruhige Sehen beeinträchtige, werden beide Röhren inwendig in solcher Weise geschwärzt, daß sie zu der geringst möglichen Reflexion Anlaß geben, und zu demselben Zwecke werden noch an den geeignetsten Stellen Blenden, d. h. Schirme mit nur so großen Oeffnungen, als sie das eigentliche Bild verlangt, angebracht.

Das Fernrohr sowohl wie das zusammengesetzte Mikroscop nennt man ein katoptrisches, wenn dessen Objectiv zur Herstellung des durch das Ocular angeschauten Bildes einen Spiegel in sich enthält, hingegen ein dioptrisches, wenn das Objectiv aus Glaslinsen zusammengesetzt ist. Sehr große katoptrische Fernrohre nennt man auch Reflectoren und sehr große dioptrische Fernrohre Refractoren. Die katoptrischen Instrumente tragen sämmtlich den Nachtheil an sich, daß bei ihnen immer eine gewisse Anzahl der zur Erzeugung des Bildes dienenden Lichtstrahlen durch einen Theil des Instrumentes aufgefangen wird, wodurch deren Wirksamkeit geschmälert wird. — So hat das von Amici erfundene Spiegelmikroscop, dessen Einrichtung in Fig. 127. angedeutet worden ist, bei A einen Hohlspiegel, bei a einen kleinen ebenen Spiegel, auf welchen das Licht von einem bei B befindlichen und stark beleuchteten Gegenstande fällt, und von da zum Hohlspiegel A gelangt, der ein Bild von dem Gegenstande in der Gegend bei O, wo das Ocular angebracht ist, erzeugt. Man sieht, daß hier ein Theil der zur Erzeugung des Bildes dienenden, vom Hohlspiegel A herkommenden Lichtstrahlen von dem kleinen ebenen Spiegelchen bei a aufgefangen wird.

Fig. 127.

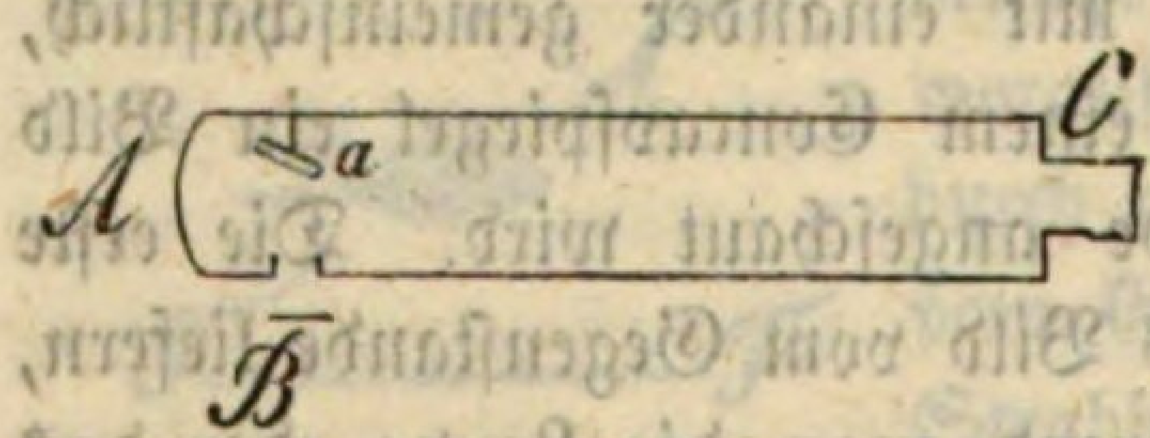
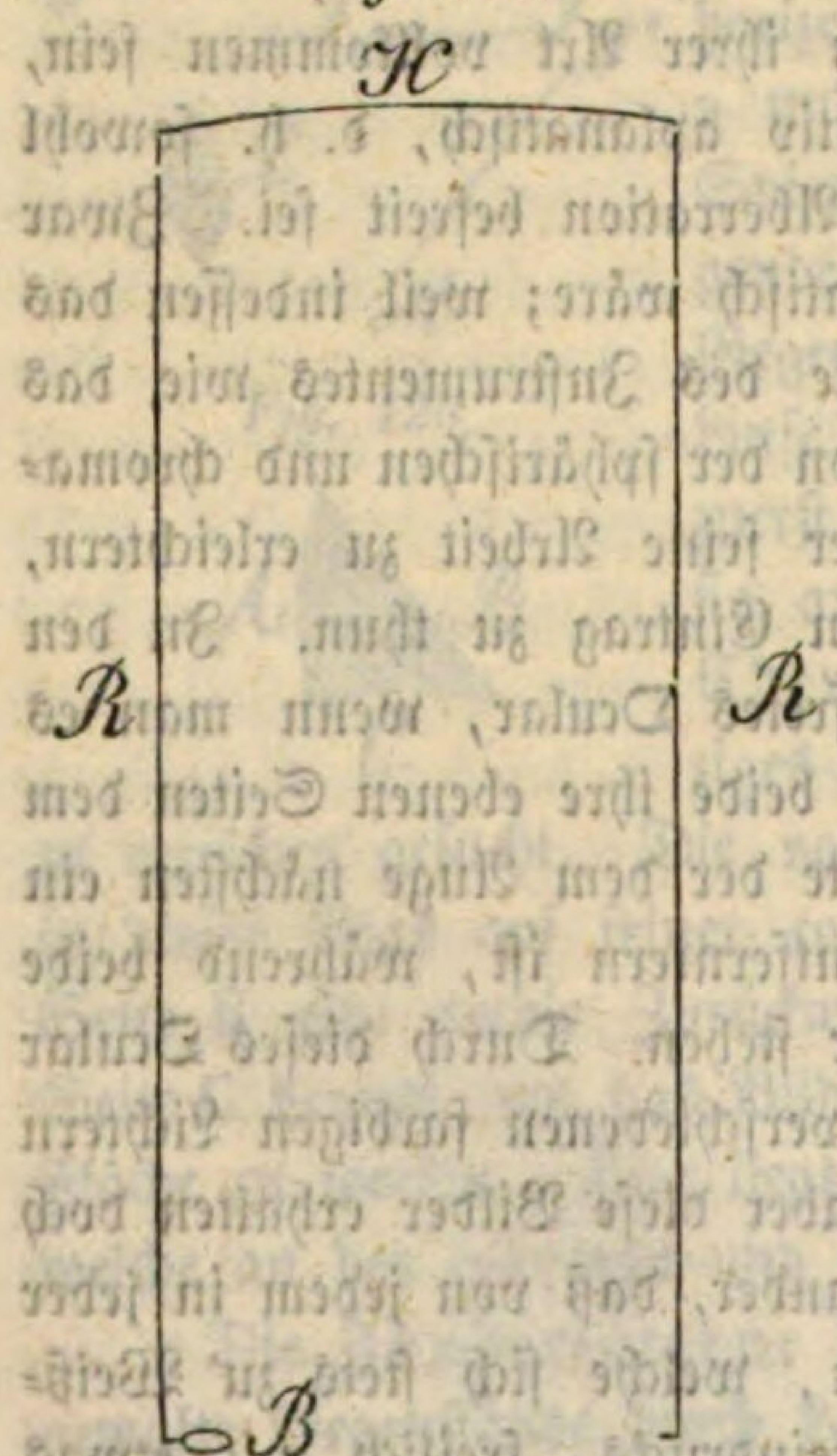


Fig. 128.

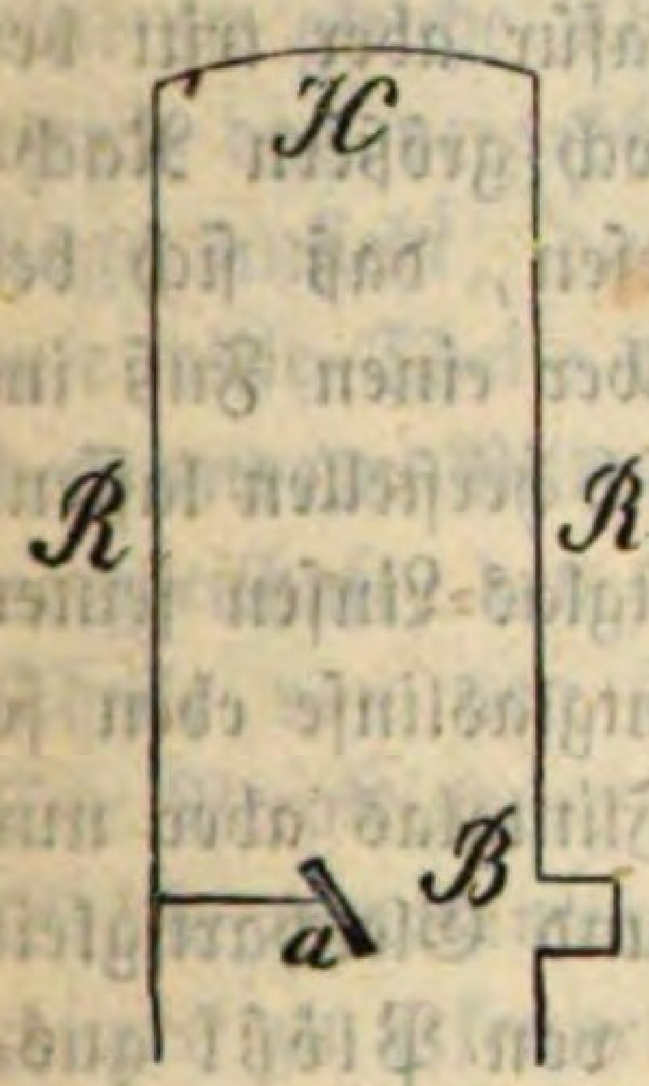


Der große von Herschel erbaute Reflector, womit dieser Astronom so viele wichtige Entdeckungen am Himmel machte, war nach Art der Fig. 128. eingerichtet. Am Ende einer 40 Fuß langen Röhre RR war ein Hohlspiegel H von 4 Fuß Durchmesser etwas schief eingesetzt, so daß derselbe sein Bild gegen den Rand der Röhre bei B hin warf, wo das Ocular des Instruments angebracht

war. Offenbar geht bei dieser Einrichtung ein Theil der zur Bildung des Bildes gehörigen, vom Gegenstande herkommenden Lichtstrahlen durch die Dazwischenkunft des Oculars bei B und noch mehr durch den Kopf des das Bild Beschauenden verloren, was nur bei einem so großen Objective der Wirkung nicht gar zu schädlich werden konnte.

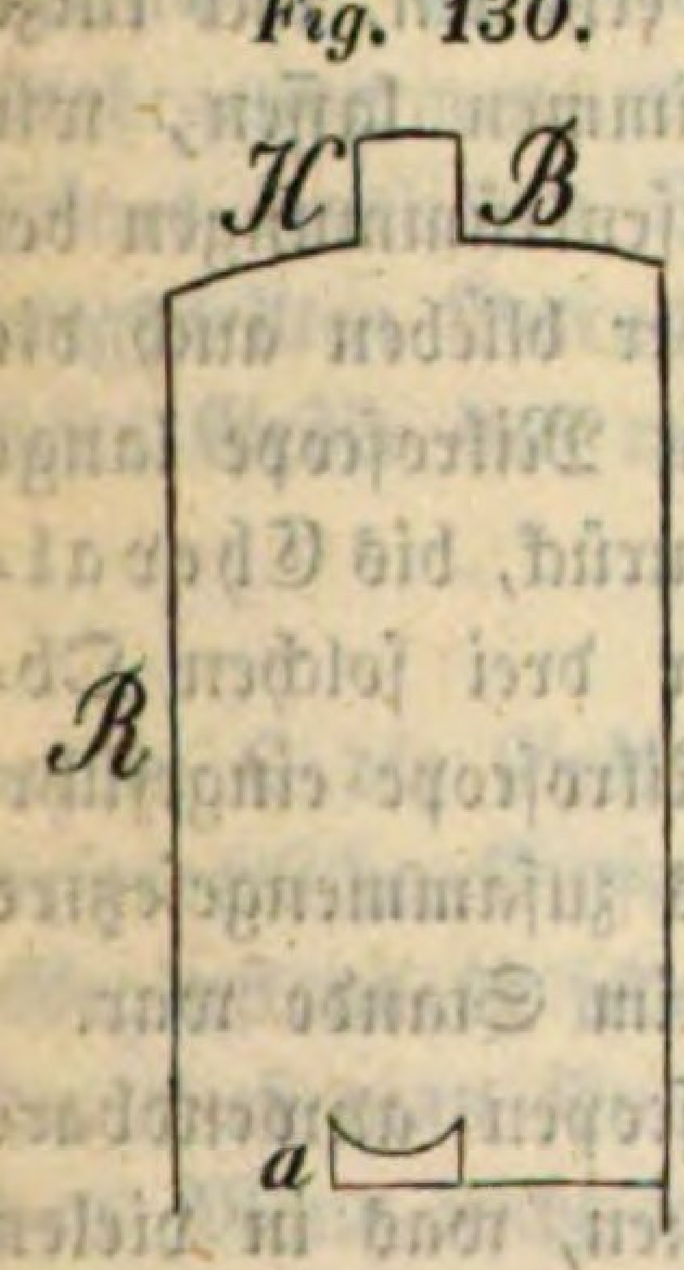
Kleinere katoptrische Instrumente eignen sich zu einer solchen Einrichtung nicht; daher wählte früher Newton zu seinen Spiegeltelescopen die folgende in Fig. 129. angedeutete Anordnung. Der bei H centrisch in die Röhre R R eingesetzte Hohlspiegel, welcher sein Bild nach der Mitte der offenen Seite der Röhre hin warf, schickte seine Strahlen, noch bevor das Bild zu Stande kam, auf einen kleinen, unter 45° gegen die Axe des Rohrs gestellten ebenen Spiegel a, wodurch das Bild gegen die Röhrenwand nach B hin geworfen wurde, woselbst das zur Beschauung dieses Bildes dienende Ocular verschiebbar angebracht war. Bei diesem Spiegeltelescope bleiben blos solche Lichtstrahlen unbenützt, welche, bevor sie zu dem Hohlspiegel H gelangen, von dem ebenen Spiegelchen a aufgefangen werden.

Fig. 129.



Um die Aufsuchung des mit diesem Werkzeuge zu betrachtenden Gegenstandes zu erleichtern, wird, wie auch bei allen sehr vergrößernden Fernrohren, auf dessen Rohr ein sogenannter Sucher angebracht, nämlich ein schwaches Fernrohr, dessen Axe mit der Axe des mächtigern Fernrohrs, worauf es sitzt, parallel läuft. — Gregory änderte die Einrichtung des Spiegeltelescops dahin ab, daß er, wie in Fig. 130. abgebildet ist, seinen am Ende der Röhre R R befindlichen Hohlspiegel H in der Mitte bei B durchbohrte und hier eine Röhre einfügte, welche zur Aufnahme des Oculars bestimmt war. In der Gegend von a brachte er einen zweiten kleinen Hohlspiegel in solcher Weise an, daß das vom größern H gelieferte Bild noch vor dem kleinern entstand und in diesem neuerdings ein Bild erzeugte, das in die Gegend B des Oculars hin fiel. Hierdurch hatte er allerdings den Vortheil erlangt, daß in seinem Spiegeltelescope die Gegenstände aufrecht gesehen wurden, aber auf Kosten der Deutlichkeit, weil die von ihm gewählte Anordnung der beiden Spiegel zu einer beträchtlich großen sphärischen Aberration Anlaß gab.

Fig. 130.



Um diese zu verhüten, änderte Cassegrain das Gregory'sche Spiegeltelescop dahin ab, daß er an die Stelle des kleinen Hohlspiegels bei a einen kleinen Converspiegel in solcher Entfernung vom Hauptspiegel H setzte, daß die Strahlen des an diesem entstehenden Bildes auf den kleinen Converspiegel fielen, noch bevor sie sich zum Bilde vereinigt hatten, und dann mit verminderter Conver-

genz von dem Converspiegelchen reflectirt wurden, so daß das daraus hervorgehende Bild erst in der Gegend B entstand, wo das Ocular angebracht war. Bei diesen beiden Einrichtungen geht der Theil Lichtstrahlen verloren, welcher durch das bei a angebrachte Concav- oder Converspiegelchen aufgefangen wird.

Den Nachtheil eines oft nicht unbeträchtlichen Lichtverlustes, welchen die katoptrischen Instrumente nicht nur aus der eben angegebenen Ursache, sondern auch deßwegen an sich tragen, weil die besten Spiegel doch immer noch einen relativ großen Theil des auf sie fallenden Lichtes verschlucken, besitzen zwar die dioptrischen Instrumente nicht in dem gleichen Grade; dafür aber tritt bei diesen die Farbenabweichung ein, welche in vielen Fällen noch größern Nachtheil bringt. Zwar hat Fraunhofer thatsächlich nachgewiesen, daß sich bei den dioptrischen Fernröhren die Objective, selbst wenn sie über einen Fuß im Durchmesser haben, ihrer Wirkung nach vollkommen aplanatisch herstellen lassen. Da dieser denkende Künstler jedoch die Crownglas- und Flintglas-Linsen seiner Objective dicht an einander stellte, und deßwegen seine Flintglaslinse eben so groß wie seine Crownglaslinse nehmen mußte, große Stücke Flintglas aber nur mit großer Schwierigkeit sich in der erforderlichen Reinheit und Gleichartigkeit erhalten lassen, so war der von Rogers ausgegangene und von Plößl ausgeführte Vorschlag, die Flintglaslinse weit von der am Ende des Rohrs angebrachten Crownglaslinse abzurücken, damit jene viel kleiner als bei der Fraunhofer'schen Anordnung genommen werden könne, von nicht geringer praktischer Bedeutung. So eingerichtete Fernrohre werden dialytische genannt. Noch weit schwerer hält es bei den dioptrischen Mikroscopen, deren Objective in dem gleichen Grade aplanatisch zu machen, aus dem Grunde, weil deren Linsen Kugelflächen von sehr kleinen Halbmessern erhalten, und kurze Längen sich nicht mit derselben relativen Genauigkeit bestimmen lassen, wie Längen von großer Ausdehnung, wie die Halbmesser der Linsenkrümmungen bei den Objectiven der dioptrischen Fernrohre sie annehmen; daher blieben auch die Wirkungen der von Fraunhofer angefertigten dioptrischen Mikroscope lange Zeit weit hinter den Leistungen seiner dioptrischen Fernrohre zurück, bis Chevallier den Fund machte, durch Vereinigung von zwei oder drei solchen Objectiven mit einander, wie sie von Fraunhofer in die Mikroscope eingeführt worden waren, ein ungleich vollkommeneres mikroscopisches zusammengesetztes Objectiv zu erhalten, als ein einzelnes solches es zu geben im Stande war.

Das oben beschriebene bei Fernrohren wie bei Mikroscopen anwendbare Ocular läßt den Gegenstand in umgekehrter Stellung erscheinen, was in vielen Fällen und namentlich bei den Astronomen kein Uebelstand von Bedeutung ist; es wird daher auch astronomisches Ocular genannt. Viele Personen aber, die nicht viel Uebung im Sehen durch das Fernrohr mitbringen, würden sich daran stoßen; daher fertigt man diesen zu Gefallen Oculare aus drei oder vier Linsen an, von denen eine oder zwei den Auftrag erhalten, das vom

Objectiv gelieferte umgekehrte Bild auf's Neue umzukehren und dann durch das eigentliche Ocular in der rechten Stellung erscheinen zu lassen. Solche Oculare werden terrestrische genannt.

§. 122. Von der Vergrößerung optischer Werkzeuge.

Die Vergrößerung einer gegebenen Loupe, eines gegebenen Fernrohrs oder Mikroscops läßt sich im Allgemeinen schon daraus erkennen, daß man eine in gleiche Theile eingetheilte Länge, einen Maßstab, mit dem einen Auge durch das vergrößernde Werkzeug, mit dem andern Auge frei und in solcher Lage ansieht, daß die beiden Bilder neben einander liegen, und Acht giebt, wie viele Theile des einen Bildes auf einer bestimmten Anzahl von Theilen des andern Bildes liegen. Bei sehr stark vergrößernden Instrumenten ist es vortheilhaft, den Bildern einen Maßstab unterzulegen, dessen Theile aliquote Theile von den Theilen des mit freiem Auge angeschauten Maßstabs sind. Die Vergleichung der beiden sich deckenden Längen unter sich, in ihrer wirklichen Größe genommen, giebt dann immer die Vergrößerung des optischen Werkzeuges zu erkennen. Diese Vergrößerung läßt sich indessen auch durch eine leichte Rechnung aus der Einrichtung des optischen Werkzeuges selbst herleiten, und um die letztere Bestimmungsweise ist es uns hier eigentlich zu thun.

Die Vergößerung eines optischen Instrumentes ist im Grunde nichts anderes, als die scheinbare Größe eines durch das optische Instrument gesehenen Gegenstandes im Verhältniß zu der scheinbaren Größe desselben Gegenstandes, wenn man ihn unter den günstigsten Umständen mit freiem Auge betrachtet; er wird aber vom freien Auge unter den günstigsten Umständen wahrgenommen, wenn es diesem gestattet ist, ihn in der kürzesten Entfernung seines deutlichen Sehens zu erblicken, und dann ist, gemäß der in §. 119. angestellten Betrachtungen, der dortigen Gleichung (3.) zur Folge, die scheinbare Größe des mit freiem Auge betrachteten Gegenstandes:

$$\frac{G}{E}\,, \qquad (1.)$$

wenn G die Größe des Gegenstandes, E dessen kürzeste zum deutlichen Sehen erforderliche Entfernung vom Auge ist. Wo es jedoch unmöglich ist, den Gegenstand in jeden Abstand vom Auge, wie man es wohl möchte, zu bringen, da muß man ihn eben nehmen, wie er sich giebt. So z. B. kann man sich den Mond nicht in die kürzeste Entfernung des deutlichen Sehens rücken, und eben so wenig Meilen weit entfernte Gegenstände, wenn man nicht Gelegenheit hat, in deren Nähe zu kommen. In solchen Fällen hat man unter dem E der Gleichung (1.) die wirkliche Entfernung des Gegenstandes vom Auge zu verstehen, oder höchstens die, welche dem Bilde des durch die geeignete Brille gesehenen Gegenstandes zukommt, wobei man dann von der scheinbaren

Größe des mit bloßem Auge oder des mittelst der Brille gesehenen Gegenstandes ausgeht. Sieht man aber den Gegenstand durch das Medium eines optischen Werkzeuges an, und ist g die Größe des Bildes, welches aus diesem hervorgeht, und unmittelbar in's Auge seine Strahlen wirft, so wie e die Entfernung dieses Bildes vom Auge (genau genommen von dessen Kreuzungspunkte), so ist

$$\frac{g}{e} \qquad (2.)$$

die scheinbare Größe desselben durch das Medium des optischen Werkzeuges gesehenen Gegenstandes; man erhält daher die Vergrößerung dieses optischen Werkzeuges, wenn man den Ausdruck (2.) durch den (1.) dividirt. Bezeichnet man also die Vergrößerungszahl des optischen Werkzeuges durch m, so ist:

$$m = \frac{E}{G}\,\frac{g}{e}\,. \qquad (3.)$$

Wir werden nun diese noch ganz allgemeine Bestimmung der Vergrößerungszahl einer jeden optischen Anordnung erstlich auf die Loupe, welche nur aus einer einzigen Linse besteht, und dann noch auf das Fernrohr und das Mikroscop, welche aus mehreren Linsen zusammengesetzt sind, in Anwendung bringen.

A. Bestimmung der Vergrößerung einer Loupe.

Mit der Loupe betrachtet man nur solche Gegenstände, deren Abstand vom Auge man in seiner Gewalt hat; bei ihr hat man also unter E in der Gleichung (3.) den kürzesten Abstand des deutlichen Sehens mit freiem Auge zu verstehen, und diesen als durch Versuche aufgefunden anzusehen. Damit aber die Loupe ein deutliches Bild vom Gegenstande in's Auge schicke, muß dieses Bild in der Entfernung des deutlichen Sehens vom Auge liegen, und die Wirkung der Loupe wird die vortheilhafteste sein, wenn diese Entfernung den eben besprochenen Werth E hat; dann aber ist $e = E$, folglich geht die Gleichung (3.) auf die Loupe angewandt über in:

$$m = \frac{g}{G}\,. \qquad (4.\ a.)$$

Bezeichnen wir nun durch ω die Entfernung der Loupe vom Auge und durch b_1 die Entfernung des vor derselben liegenden Bildes von ihrer hintern Fläche, so ist $b_1 + \omega = e = E$, also $b_1 = E - \omega$, und setzen wir diesen Werth von b_1 in die (§. 117.) für Linsen aufgefundene Gleichung (8.), so wird diese $\frac{1}{E-\omega} = \frac{1}{f} + \frac{1}{a}$, worin f die Brennweite der Loupe und a die Entfernung des Gegenstandes von ihr bezeichnet. Da nun der §. 118. gegebenen Gleichung (6.) zur Folge

$$G : g = a : b_1$$

ist, weil hier g dasselbe was dort G_1 bedeutet, so wird die Gleichung (4. a.):

$$m = \frac{b_1}{a},$$

oder weil $b_1 = E - \omega$ ist, worauf wir so eben aufmerksam gemacht haben,

$$m = \frac{E - \omega}{a}. \qquad (4.\ b.)$$

Man findet aber aus der kurz vorher erhaltenen Gleichung

$$\frac{1}{E - \omega} = \frac{1}{f} + \frac{1}{a},$$

daß

$$1 - \frac{E - \omega}{f} = \frac{E - \omega}{a},$$

ist, so daß schließlich

$$m = 1 - \frac{E - \omega}{f} \qquad (4.\ c.)$$

wird. Läßt man $\omega = -f$ sein, d. h. bringt man das Auge in dem Abstande der Brennweite der Loupe hinter dieser an, wie bei den sogenannten Wilson'schen Loupen der Fall ist, so wird die Gleichung (4. c.): $m = -\frac{E}{f}$, welche aussagt, daß eine solche Loupe so oft vergrößert, als ihre Brennweite in der kürzesten Entfernung des deutlichen Sehens in Bezug auf das Auge, welches sie gebraucht, enthalten ist, woraus weiter folgt, daß eine solche Loupe einem kurzsichtigen Auge in dem Verhältnisse weniger Vergrößerung darbietet, als es kurzsichtiger ist. Läßt man in der Gleichung (4. c.) $\omega = o$ werden, d. h. bringt man das Auge dicht hinter der Linse an, so giebt sie $m = 1 - \frac{E}{f}$, die Vergrößerungszahl der Loupe wird also um 1 größer wie zuvor, wobei man nicht außer Acht lassen darf, daß bei einer converen Linse f einen negativen Werth hat, also $-\frac{E}{f}$ eine positive Größe ist.

Um die Vergrößerungsfähigkeit einer Linse von einem noch allgemeineren Standpunkte aufzufassen, gehen wir von der vor Gleichung (4. b.) stehenden Gleichung, nämlich:

$$m = \frac{b_1}{a} \qquad (5.\ a.)$$

aus, und rufen uns in's Gedächtniß zurück, daß der in §. 117. gegebenen Gleichung (8.) zur Folge:

$$\frac{1}{b_1} = \frac{1}{f} + \frac{1}{a}, \qquad (5.\ b.)$$

ist, worin f die Brennweite der Linse, a die Entfernung des durch sie ge-

sehenen Gegenstandes und b_1 die des durch sie dem Auge dargebotenen Bildes von der Linse vorstellt. Die Gleichung (5. a.) giebt zu verstehen, daß das durch eine Linse hervorgerufene Bild eines Gegenstandes nur dann größer als dieser Gegenstand werden kann, wenn der absolute Werth von b_1 größer als der von a ist, oder wenn der absolute Werth von $\frac{1}{b_1}$ kleiner als der von $\frac{1}{a}$ ist. Dieses letztere kann aber der Gleichung (5. b.) zur Folge nur dann der Fall sein, wenn a und f entgegengesetzte Vorzeichen haben, und auch da nicht allemal, sondern nur, weil diese Gleichung in der Form $\frac{1}{b_1} = \frac{a + f}{f} \cdot \frac{1}{a}$ geschrieben werden kann, wenn $\frac{a + f}{f}$ ein positiver oder negativer echter Bruch ist. So lange man es also mit einer convexen Linse zu thun hat, in welcher f einen negativen Werth hat, den wir durch — f′ bezeichnen wollen, muß a positiv und kleiner als f′ sein, wenn b_1 positiv werden soll, oder es muß a positiv und größer als f′, aber kleiner als 2 f′ sein, wenn b_1 negativ werden soll. Hat man dagegen eine concave Linse vor sich, in welcher f positiv ist, so muß a negativ und sein absoluter Werth größer als f und kleiner als 2 f sein, wenn b_1 positiv werden soll, oder es muß dieser absolute Werth kleiner als f sein, wenn b_1 negativ werden soll. Es können sonach auch concave Linsen vergrößern, wenn der durch sie zu beschauende Gegenstand hinter ihnen liegt. Ein wirklicher durch die Loupe zu beschauender Gegenstand kann zwar nicht hinter ihr liegen, aber wohl das durch ein Objectiv erzeugte Bild von ihm, und dieses wird jedesmal hinter der Loupe liegen, wenn diese dem Objective näher als das vom Objectiv erzeugte Bild gerückt wird. Hieraus folgt, daß das Ocular eines Fernrohrs oder Mikroscops ohne Nachtheil für dessen Vergrößerung auch eine Concavlinse sein kann, nur muß dann diese vom Objective weniger entfernt sein, als das aus ihm hervorgehende Bild. Ein Fernrohr, zu dessen Ocular eine Concavlinse genommen wird, wird ein galiläisches oder holländisches genannt, von dieser Beschaffenheit waren die ersten in Holland erfundenen und von Galiläi nacherfundenen dioptrischen Fernrohre; dieselben sind noch heute, weil diese Art der Fernrohre bei gleicher Vergrößerung eine größere Kürze gestattet, als Operngucker im Gebrauch.

B. Bestimmung der Vergrößerung eines Fernrohrs.

Bevor wir zur Bestimmung der Vergrößerung eines Fernrohrs oder eines zusammengesetzten Mikroscops übergehen, wollen wir die aus einer Zusammensetzung von zwei Linsen hervorgehenden Bilder noch etwas näher betrachten. Zu diesem Ende denken wir uns eine Vereinigung von zweien Linsen, von denen die dem Gegenstande zugekehrte die Brennweite f_1 hat, während die andere von dieser in dem Abstande d steht und zur Brennweite f_2 hat, wobei

f_1 und f_2 positive oder negative Größen sind, je nachdem die Linsen, worauf sich diese Brennweiten beziehen, concave oder convexe sind; dann ist, wenn a die Entfernung des Gegenstandes von der Vorderfläche der ersten Linse, und b_1 die Entfernung des in dieser Linse sich erzeugenden Bildes von ihrer Hinterfläche vorstellt, der in §. 117. gegebenen Gleichung (8.) gemäß:

$$\frac{1}{b_1} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{a}, \qquad (6.\ a.)$$

und eben so ist, wenn a_1 die Entfernung des in der ersten Linse erzeugten Bildes von der Vorderfläche der zweiten Linse, und b_2 die Entfernung des in dieser zweiten Linse neu erzeugten Bildes von jenem Bilde von der Hinterfläche der zweiten Linse bedeutet:

$$\frac{1}{b_2} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{a_1}. \qquad (6.\ b.)$$

Es ist aber offenbar $a_1 = d + b_1$, weshalb die Gleichung (6. b.) die folgende Form annimmt:

$$\frac{1}{b_2} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{b_1 + d}; \qquad (6.\ c.)$$

berühren daher die beiden Linsen einander vollkommen, so daß $d = o$ wird, so geht die Gleichung (6. c.) über in:

$$\frac{1}{b_2} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{b_1},$$

und wird mit Zuziehung der Gleichung (6. a.):

$$\frac{1}{b_2} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{1}{a}. \qquad (7.\ a.)$$

In dem besondern Falle, wo $a = \infty$ ist, rückt das aus den beiden vereinigten Linsen hervorgehende Bild in eine Ferne, die der entspricht, welche man bei einer einzigen Linse deren Brennweite nennen würde; nennt man diese im gegenwärtigen Falle die **Brennweite der Linsenverbindung**, und bezeichnet man sie durch F, so hat man also:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \qquad (7.\ b.)$$

und dadurch kann man der Gleichung (7. a.) die folgende Form geben:

$$\frac{1}{b_2} = \frac{1}{F} + \frac{1}{a}, \qquad (7.\ c.)$$

und diese Gleichung ist genau die, welche einer einzigen Linse von der Brennweite F angehört. Hieraus folgt, **daß zwei dicht an einander liegende und centrisch gefaßte Linsen**, wie es bei den nach Fraunhofers Art aplanatisch gemachten Objectiven der Fall ist, **ihr Bild gerade in demselben Abstande von ihrer hintersten Fläche entstehen lassen, wie eine einzige Linse, deren Brennweite F aus den Brennweiten f_1 und f_2 jener beiden Linsen mittelst der Gleichung (7. b.) bestimmt wird.**

Fernrohre werden insgemein nur da benützt, wo es gilt, sehr weit entfernte Gegenstände ausführlicher als mit bloßem Auge zu sehen. In diesem Falle, wo man das Auge dem Gegenstande nicht nach Gefallen näher bringen kann, hat man in der Vergrößerungsformel (3.) für E die wirkliche Entfernung des Gegenstandes vom Auge zu setzen. Bezeichnet nun f_1 die Brennweite des Objectivs im Fernrohre, so ist der Gleichung (8.) in §. 117. zur Folge:

$$\frac{1}{b_1} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{E}, \qquad (8.\ a.)$$

wenn b_1 die Entfernung des Bildes vom Objectiv bezeichnet, weil bei so weit entfernten Gegenständen deren Entfernung vom Auge und vom Objectiv als die gleiche genommen werden darf, und bezeichnet G_1 die Größe dieses Bildes, so ist der Gleichung (6.) in §. 118. zur Folge

$$G : G_1 = E : b_1,$$

weil G die Größe des Gegenstandes selber ist. Hieraus ergiebt sich $\frac{E}{G} = \frac{b_1}{G_1}$, wodurch die Vergrößerungsformel (3.) wird:

$$m = \frac{b_1}{G_1} \cdot \frac{G_2}{e}, \qquad (8.\ b.)$$

wobei G_2 die Größe des unmittelbar vor dem Auge durch das Ocular erzeugten Bildes und e dessen Abstand vom Auge ist. Ist nun f_2 die Brennweite des Oculars, b_2 die Entfernung des unmittelbar vom Auge gesehenen Bildes von der hintern Fläche des Oculars und ω der Abstand des Auges von derselben Fläche, so ist $e = b_2 + \omega$; und ist a_1 der Abstand des von dem Objectiv erzeugten Bildes von der Vorderfläche des Oculars, so ist erstlich der Gleichung (8.) in §. 117. zur Folge:

$$\frac{1}{b_2} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{a_1}, \qquad (8.\ c.)$$

ferner der Gleichung (6.) in §. 118. zur Folge:

$$G_1 : G_2 = a_1 : b_2,$$

woraus sich $\frac{G_2}{G_1} = \frac{b_2}{a_1}$ ergiebt, so daß die Gleichung (8. b.) wird:

$$m = \frac{b_1}{a_1} \cdot \frac{b_2}{e} = \frac{b_1}{a_1} \cdot \frac{b_2}{b_2 + \omega}. \qquad (8.\ d.)$$

Setzen wir in dieser Gleichung $\omega = o$, d. h. bringen wir das Auge ganz nahe an das Ocular, so giebt die Gleichung (8. d.):

$$m = \frac{b_1}{a_1} \qquad (8.\ e.)$$

und zeigt, daß das Fernrohr so vielmal vergrößert als der Abstand des durch das Objectiv erzeugten Bildes vom Ocular in dem Abstande desselben Bildes vom Objectiv enthalten ist.

Bei diesen Bestimmungen haben wir zwar sowohl das Objectiv wie das Ocular aus einer einzigen Linse bestehend vorausgesetzt; sie bleiben indessen selbst dann noch in voller Kraft bestehen, wenn das Objectiv ein nach Fraunhofers Art aplanatisch gemachtes ist, weil sich an die Stelle eines solchen Objectivs, wie wir gesehen haben, immer eine einfache Linse setzen läßt, die das Bild in der gleichen Entfernung und von derselben Größe liefert, und deren Brennweite man leicht angeben kann. Noch füge ich hinzu, daß der Gleichung (8. a.) zur Folge, weil E so sehr groß und darum $\frac{1}{E}$ so sehr klein ist, b_1 sehr nahe gleich f_1 wird, und daß der Gleichung (8. c.) zur Folge, wenn man b_2 sehr groß, und in Folge $\frac{1}{b_2}$ sehr klein werden läßt, was beim Weitsichtigen immer strenge, und selbst beim Kurzsichtigen doch nahe hin geschehen kann, a_1 sehr nahe gleich $-f_2$, also sehr nahe $m = -\frac{f_1}{f_2}$ wird. Aus diesem Grunde findet man bei Fernrohren häufig als Vergrößerung den Quotienten aus der Brennweite des Oculars in die Brennweite des Objectivs angegeben. Der Kurzsichtige sieht mit bloßem Auge Gegenstände aus so weiter Ferne nur undeutlich, was dem Nichtsehen sehr verwandt ist; bei ihm müßte man daher eigentlich die vergrößernde Kraft des Fernrohrs als eine unendlich große ausgeben, wenn man nicht lieber, was allerdings besser gethan zu sein scheint, statt der mit bloßem Auge gesehenen scheinbaren Größe, der Rechnung die zu Grunde legen will, in welcher er die Gegenstände aus der gleichen Entfernung mit einer Brille deutlich sieht. Dann ist

$$\frac{1}{B-1} = \frac{1}{f} + \frac{1}{E-1},$$

wenn f die Brennweite seiner Brille und B die Entfernung ihres Bildes vom Auge, E aber die Entfernung des Gegenstandes vom Auge in Zollen vorstellen, der in §. 120. gegebenen Gleichung (2.) gemäß. Weil aber E eine äußerst große und deßwegen $\frac{1}{E-1}$ eine äußerst kleine Zahl ist, so kann man $B - 1 = f$ nehmen. Es ist aber der in §. 118. gegebenen Gleichung (6.) gemäß:

$$G : \mathfrak{G} = E : B - 1,$$

wenn $\mathfrak{G}$ die Größe des durch die Brille gesehenen Bildes vorstellt, woraus sich $\frac{G}{E} = \frac{\mathfrak{G}}{B-1}$ ergiebt; es verhalten sich aber die scheinbaren Größen des mit freiem Auge und durch die Brille gesehenen Gegenstandes zu einander wie die Quotienten $\frac{G}{E}$ und $\frac{\mathfrak{G}}{B}$. Man sieht hieraus, daß die scheinbare Größe des durch die Brille gesehenen Gegenstandes von der mit bloßem Auge ge-

sehenen nie beträchtlich verschieden und ihr sogar gleich wird, wenn man die Brille dicht vor das Auge hält; daher ist man berechtigt, für alle Augen dem Fernrohr eine und dieselbe vergrößernde Kraft beizulegen.

C. Bestimmung der Vergrößerung eines zusammengesetzten Mikroscops.

Was das zusammengesetzte Mikroscop anlangt, so kann man die durch dasselbe zu betrachtenden Gegenstände in jeglicher Entfernung vom Auge halten; bei ihm hat man deßwegen in der Vergrößerungsformel (3.) für E die kürzeste Entfernung des deutlichen Sehens von demjenigen Auge zu nehmen, welches das Mikroscop gebraucht. Bei der Bestimmung der vergrößernden Kraft eines zusammengesetzten Mikroscops hat man den Umstand nicht außer Acht zu lassen, daß in diesem Instrumente Objectiv und Ocular stets einen und denselben Abstand von einander behalten, und daß das Rohr, worin Objectiv und Ocular befestigt sind, sich gegen das Tischchen, auf welches der zu beschauende Gegenstand gelegt und durch geeignete Spiegel oder Linsen gehörig erleuchtet wird, in den Abstand gebracht werden kann, wobei das durch das Mikroscop erzeugte Bild am deutlichsten gesehen wird.

Ist nun a der Abstand des Gegenstandes von der Vorderfläche des Objectivs, b_1 der Abstand des im Objectiv erzeugten Bildes von dessen Hinterfläche, so ist der Gleichung (8.) in §. 117. gemäß, wenn f_1 die Brennweite dieses Objectivs vorstellt:

$$\frac{1}{b_1} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{a}, \qquad (9. a.)$$

woraus man findet $\frac{b_1}{a} = 1 - \frac{b_1}{f_1}$, und der Gleichung (6.) in §. 118. gemäß ist:

$$G : G_1 = a : b_1, \qquad (9. b.)$$

wenn G die Größe des Gegenstandes und G_1 die Größe des von ihm durch das Objectiv erzeugten Bildes ist. Eben so ist, wenn a_1 die Entfernung des im Objectiv erzeugten Bildes von der Vorderfläche des Oculars, f_2 die Brennweite dieses Oculars und b_2 die Entfernung des durch das Ocular erzeugten Bildes von der Hinterfläche dieses Oculars bedeutet, denselben Gleichungen gemäß:

$$\frac{1}{b_2} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{a_1}, \qquad (9. c.)$$

woraus man findet $\frac{b_2}{a_1} = 1 - \frac{b_2}{f_2}$, und noch:

$$G_1 : G_2 = a_1 : b_2, \qquad (9. d.)$$

wenn G_2 die Größe des aus dem Ocular hervorgehenden Bildes bedeutet. Aus den beiden Proportionen (9. b.) und (9. d.) aber findet man:

$$G : G_2 = a a_1 : b_1 b_2 \,, \qquad (9.\text{e.}$$

und setzt man den hieraus für $\frac{G_2}{G}$ sich ergebenden Werth in die Vergrößerungsformel (3.) ein, in welcher g und G die gleiche Bedeutung wie hier G_2 und G haben, so kommt:

$$m = \frac{E}{e} \cdot \frac{b_2 b_1}{a_1 a} \,. \qquad (9.\text{f.})$$

Da e die Entfernung des aus dem Mikroscop herausgegangenen Bildes vom Auge ist, so hat man, wenn ω die Entfernung des Auges von der Hinterfläche des Oculars bedeutet, $e = b_2 + \omega$, also $b_2 = e - \omega$; und da a_1 die Entfernung des aus dem Objectiv hervorgegangenen Bildes von der Vorderfläche des Oculars ist, so hat man, wenn D den Abstand der Hinterfläche des Objectivs von der Vorderfläche des Oculars bezeichnet, $a_1 = b_1 + D$, also $b_1 = a_1 - D$. Deßhalb gehen die hinter den Gleichungen (9. a.) und (9. c.) stehenden Werthe von $\frac{b_1}{a}$ und $\frac{b_2}{a_1}$ über in:

$$\frac{b_1}{a} = 1 - \frac{a_1 - D}{f_1} = \frac{D + f_1 - a_1}{f_1}$$

und

$$\frac{b_2}{a_1} = 1 - \frac{e - \omega}{f_2} = \frac{f_2 - e + \omega}{f_2} \,,$$

und in Folge dieser beiden Werthe von $\frac{b_1}{a}$ und $\frac{b_2}{a_1}$ geht die Gleichung (9. f.) über in:

$$m = -\frac{E}{f_1 f_2} \, \frac{e - f_2 - \omega}{e} \cdot (D - a_1 + f_1) \,. \qquad (9.\text{g.})$$

Bei den Mikroscopen nun pflegt man das Auge ganz dicht an's Ocular zu bringen, man kann daher bei ihnen immer $\omega = 0$ setzen, dann wird die Gleichung (9. g.):

$$m = -\frac{E}{f_1 f_2} \cdot \frac{e - f_2}{e} (D - a_1 + f_1) \,. \qquad (9.\text{h.})$$

Diese Gleichung liefert in ganz allgemeiner Weise die Vergrößerungszahl des zusammengesetzten Mikroscops; man kann sie indessen noch mehr in's Besondere ziehen, wenn man erwägt, daß bei Mikroscopen die Brennweiten f_1 und f_2 ihrer Objective und Oculare in Vergleich zu D und e sehr kleine Größen sind, und daß a_1 immer sehr nahe gleich $-f_2$ ist, so daß man $-a_1 + f_1$ neben D, und f_2 neben e vernachlässigen kann; dann aber geht die Gleichung (9. h.) über in:

$$m = -\frac{E D}{f_1 f_2} \,, \qquad (9.\text{i.})$$

welche zeigt, daß das Mikroscop um so mehr vergrößert, je kleiner die Brennweiten seines Objectivs und seines Oculars, je grö-

ßer die ganze Länge seiner Röhre ist, und je größer die kürzeste deutliche Sehweite des Auges ist, das sich des Microskops bedient.

§. 123. Von der Helligkeit, womit die aus einem optischen Werkzeuge hervorgehenden Bilder vom Auge gesehen werden, und von dem in solchen Werkzeugen vorhandenen Gesichtsfelde.

Nachdem wir die aus einem Spiegel oder einer sphärischen Linse hervorgehenden Bilder in so weit kennen gelernt haben, daß wir deren Abstand von dem Spiegel oder von der Linse, so wie deren Größe und Stellung unter allen Umständen anzugeben vermögen, haben wir noch die Rücksichten kennen zu lernen, welche bei der Zusammensetzung von mehreren Spiegeln oder Linsen zu bestimmten Zwecken zu nehmen sind, wenn durch diese Zusammensetzung der Zweck möglichst vollständig erreicht werden soll, d. h. wenn sie ein möglichst vollkommenes optisches Instrument zu Stande bringen sollen. Hierbei werden wir nur Linsen in's Auge fassen, weil sich alle für diese aufgefundenen Bestimmungen äußerst leicht auf Spiegel übertragen lassen, worauf schon oben hingedeutet worden ist. Zunächst werden wir von den blos aus zwei Linsen zusammengesetzten optischen Instrumenten reden, und erst im nächsten Paragraph sollen Verbindungen von mehr als zwei Linsen betrachtet werden. Bevor wir jedoch zur Sache schreiten, wollen wir des bessern Verständnisses wegen einige weiter hergeholte Gegenstände zur Sprache bringen.

Ein äußerer leuchtender Punkt macht sich unserm Auge dadurch bemerklich, daß er von sich nach allen Seiten hin Strahlen ausschickt, von welchen ein Theil durch die Augenöffnung (Pupille) hindurch in's Innere des Auges gelangt, dessen Strahlen hier mit Hülfe der Flüssigkeiten im Auge und dessen Krystalllinse sich wieder in einem einzigen Punkt auf der Netzhaut des Auges zu vereinigen Gelegenheit erhalten, welcher Punkt der Netzhaut eben die Empfindung des äußern Licht aussendenden Punktes in unserm Auge bewirkt. Die Stärke dieser Empfindung dürfen wir der Menge des von jenem Punkte aus in's Innere des Auges gekommenen Lichtes proportional annehmen, welche Menge einestheils von der Größe der Augenöffnung und anderntheils von der Stärke des am Augapfel anlangenden Lichtes abhängig ist; stellt daher P die Größe der Pupille und S die Stärke des am Augapfel angekommenen Lichtes, so wie J die Intensität der Empfindung im Auge vor, so wird der Zusammenhang dieser drei Größen unter einander durch die folgende Gleichung:

$$J = PS \qquad (1.)$$

ausgesprochen. In dem Falle, wo mehrere leuchtende Punkte vor dem Auge liegen, von denen jeder eine Empfindung von sich im Auge erregt, die sich nach Anleitung der Gleichung (1.) durch ein Produkt auswerthen läßt, giebt die Summe dieser Produkte die Summe der im Auge erregten Empfindungen

zu erkennen. Bietet der äußere Gegenstand dem Auge eine leuchtende Fläche dar, so können wir uns diese als eine Vereinigung von unzählig vielen leuchtenden Punkten vorstellen, von denen jeder eine Empfindung J von der durch die Gleichung (1.) dargestellten Stärke erzeugt. Nehmen wir an, daß von jedem dieser Punkte Licht von derselben Stärke zur Pupille hin gelangt, und bezeichnen wir die Anzahl der Punkte durch N, so ist die Summe aller durch diese Punkte im Auge erregten Empfindungen N . P . S, und dieß ist zugleich der gesammte von der leuchtenden Fläche im Auge bewirkte Lichteindruck, welchen wir die Beleuchtung des im Auge empfundenen Bildes nennen und durch B bezeichnen wollen. Diesemnach ist

$$B = N\,P\,S\,. \qquad (2.)$$

Weil wir uns in jeder noch so kleinen Fläche die Anzahl N der in ihr vorhandenen leuchtenden Punkte immer als eine äußerst große Zahl vorstellen müssen, so haben wir uns die Einwirkung einer leuchtenden Fläche auf unser Auge immer unvergleichlich größer als die eines einzigen leuchtenden Punktes unter übrigens gleichen Umständen zu denken.

Da die Lichtmenge B über die ganze Ausdehnung des Bildes im Auge ausgebreitet ist, so wird, wenn wir die Flächengröße dieses Bildes durch f bezeichnen, $\frac{B}{f}$ die über die Flächeneinheit des Bildes im Auge ausgegossene Lichtmenge. Diese auf eine Fläche der Retina von constanter Größe bezogene Lichtmenge giebt die Helligkeit des Bildes im Auge, oder die Helligkeit, unter welcher die vor dem Auge liegende leuchtende Fläche dem Auge erscheint, zu erkennen; bezeichnet man daher diese Helligkeit durch H, so ist

$$H = \frac{B}{f} = \frac{N}{f}\,P\,S\,. \qquad (3.\,a.)$$

Ist nun F die Größe der vor den Augen liegenden aus N leuchtenden Punkten bestehenden leuchtenden Fläche, von denen jeder Licht von der Stärke S zunächst dem Augapfel hergiebt, so ist N S die Stärke des Lichts, welche die ganze leuchtende Fläche in die Pupille sendet; diese Stärke aber ist der in §. 109. aufgestellten Gleichung (2.) gemäß $\frac{F\,I}{E^2}$, wenn I die Intensität des von der Fläche F ausgesandten Lichtes und E die Entfernung dieser Fläche von der Pupille vorstellt, denn das dortige sin φ hat man gleich 1 zu setzen, weil das Licht der angeschauten Gegenstände immer senkrecht auf die Pupille fällt. Setzt man in die Gleichung (3. a.) für NS den so eben angegebenen Werth $\frac{I\,F}{E^2}$, so wird sie:

$$H = I\,\frac{F}{f\,E^2}\,P\,. \qquad (3.\,b.)$$

Es verhalten sich aber, der Gleichung (2.) in §. 119. zur Folge, einander entsprechende lineare Ausdehnungen im Gegenstande und im Bilde wie die Abstände beider vom Kreuzungspunkt des Auges, daher ist in Bezug auf die Flächen F und f:

$$F : f = E^2 : \varepsilon^2 ,$$

wenn ε den Abstand des Kreuzungspunktes im Auge von der Retina bezeichnet. Hieraus ergiebt sich $\frac{f E^2}{F} = \varepsilon^2$, weßhalb die Gleichung (3. b.) wird:

$$H = I \frac{P}{\varepsilon^2} , \qquad (3.\,c.)$$

und so zu erkennen giebt, daß die Helligkeit, unter welcher eine leuchtende Fläche dem Auge erscheint, einzig und allein abhängig ist von der Größe der Pupille und von der Intensität des in der leuchtenden Fläche thätigen Lichtes, d. h. von der aus der Flächeneinheit des leuchtenden Gegenstandes unter übrigens völlig gleichen Umständen hervorgehenden Lichtwirkung. Da die durch die Gleichung (3. c.) gegebene Helligkeit völlig unabhängig von dem Abstande ist, in welchem die leuchtende Fläche von dem Auge steht, so folgt, daß die gleiche leuchtende Fläche aus jeglicher Entfernung vom Auge gleich hell erscheint, abgerechnet die Lichtverminderung, welche Folge von einer nicht vollkommenen Durchsichtigkeit der Luft ist.

Da wirkliche äußere Gegenstände ihr Licht nach allen Richtungen hin aussenden, so füllt dasselbe im Allgemeinen die Pupille des nach ihnen hinschauenden Auges ganz und gar aus; wir haben uns daher die Größe P der Pupille unter den gewöhnlichen Umständen als eine constante *) vorzustellen. In besondern Fällen jedoch kann sich die Sache anders gestalten. So wenn ein Schirm mit einer engen Oeffnung, deren Größe P′ beträchtlich kleiner als die Größe P der Pupille ist, mitten vor diese gestellt wird, ist es gerade so als ob die Pupille zur Größe P′ herabgesunken wäre, denn es kann dann nicht mehr Licht in's Auge bringen, als die Oeffnung des Schirms zuläßt. In diesem Falle hat man an die Stelle der Gleichung (3. c.) die:

$$H = I \frac{P'}{\varepsilon^2} \qquad (3.\,d.)$$

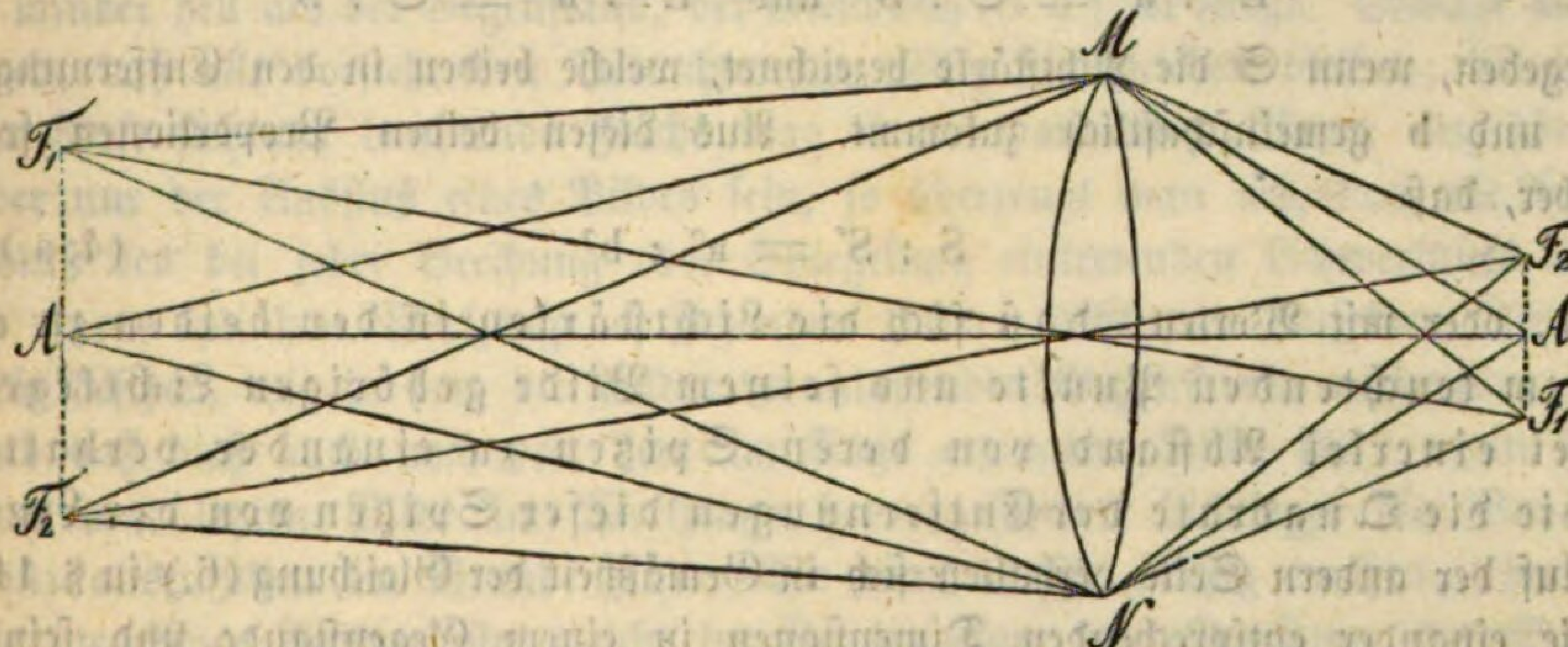
zu setzen, welche zeigt, daß die Helligkeit, unter welcher äußere Gegenstände gesehen werden, jetzt in dem Verhältnisse von P′ zu P abnimmt. Was in Bezug auf äußere, wirkliche Gegenstände durch die Dazwischenkunft von einem

*) Es tritt zwar eine unfreiwillige Erweiterung oder Zusammenziehung der Pupille ein, so wie die äußern Gegenstände zu wenig oder zu viel Licht in's Auge schicken; von dieser unfreiwilligen Veränderlichkeit der Pupille aber können wir füglich ganz absehen, da sie eine Anstrengung des Auges zur Folge hat, und daher, so lange es geschehen kann, vermieden werden muß.

Schirm geleistet werden kann, das kann da, wo bloße Bilder vor den Augen liegen, die, aus dem Zusammenfluß von Strahlen, welche von Spiegeln oder Linsen herkommen, entstanden sind, sich von selber machen, weil solche Strahlen eine nothwendige Begrenzung in der Größe der Linsen oder Spiegel finden, von welchen sie herkommen. Aus diesem Grunde ist die Bestimmung der Helligkeit, unter welcher die aus einem optischen Instrumente hervorgehenden Bilder vom Auge gesehen werden, für die Anordnung solcher Instrumente von der größten Wichtigkeit, denn ein zu dunkles Bild ist einem undeutlichen gleich zu achten.

Um die hierher gehörigen Betrachtungen von ihrer einfachsten Seite aufzugreifen, sei MN (Fig. 131.) eine convexe Linse und A ein in ihrer Axe

Fig. 131.



liegender leuchtender Punkt, der weiter von ihr abliegt, als deren Brennweite beträgt, so schickt dieser den Strahlenkegel MAN auf die Linse, dessen Strahlen nach ihrem Durchgange durch die Linse wieder einen Strahlenkegel MA'N liefern, dessen Strahlen sich in einem andern Punkte A' vereinigen, der das Bild des Punktes A ist. Lassen wir den Lichtverlust außer Acht, der durch den Act der Brechung selber veranlaßt wird, so läuft im Punkte A' wieder eben so viel Licht zusammen, als von dem Punkte A aus auf die Linse gefallen war. Eben so schicken zur Seite der Linsenaxe liegende leuchtende Punkte, wie F_1 oder F_2, die Strahlenkegel MF_1N oder MF_2N auf die Linse, welche nach ihrem Durchgange durch dieselbe wieder Strahlenkegel liefern, die auf der andern Seite von der Linse in den Punkten F_1' und F_2' zusammenlaufen, welche Punkte die Bilder von den Punkten F_1 und F_2 sind, und wie diese zur Seite von der Linsenaxe liegen. Die beiden zu einem leuchtenden Punkte und seinem Bilde gehörigen Lichtkegel enthalten offenbar im Innern der Linse, da wo sie an einander stoßen, gleich viel Licht über eine Fläche von derselben Größe ausgebreitet, was ohne merklichen Fehler auch noch von dem Lichte der beiden Kegel gilt, da wo es auf der einen Seite in die Linse eindringt und da wo es auf der andern Seite die Linse verläßt. Diese Gleichheit des Lichtes, auf beiden Seiten der Linse fällt mit der Annahme einer sehr

dünnen und nicht spiegelnden Linse zusammen. Stellt nun a die Entfernung eines in der Linsenaxe liegenden Punktes von der Vorderfläche der Linse vor, so wie b die Entfernung seines Bildes von der Hinterfläche derselben Linse, so bringen die zu diesen beiden Punkten gehörigen Lichtkegel in den Entfernungen a und b von ihren Spitzen einerlei Größe der Beleuchtung, d. h. Licht von einerlei Stärke hervor. Es ist aber den im §. 109. angestellten Betrachtungen gemäß die Stärke des aus einem Punkte ausströmenden Lichtes in verschiedenen Entfernungen den Quadraten dieser Entfernungen umgekehrt proportional, weßhalb sich die Lichtstärken S und S′ in beiden Kegeln bei einer und derselben Entfernung E von ihren beiden Spitzen aus den zwei Proportionen:

$$E^2 : a^2 = \mathfrak{S} : S \quad \text{und} \quad E^2 : b^2 = \mathfrak{S} : S'$$

ergeben, wenn $\mathfrak{S}$ die Lichtstärke bezeichnet, welche beiden in den Entfernungen a und b gemeinschaftlich zukommt. Aus diesen beiden Proportionen folgt aber, daß

$$S : S' = a^2 : b^2 \qquad (4.\,a.)$$

ist, oder mit Worten, daß sich die Lichtstärken in den beiden zu einem leuchtenden Punkte und seinem Bilde gehörigen Lichtkegeln bei einerlei Abstand von deren Spitzen zu einander verhalten wie die Quadrate der Entfernungen dieser Spitzen von der Linse. Auf der andern Seite verhalten sich in Gemäßheit der Gleichung (6.) in §. 118. die einander entsprechenden Dimensionen in einem Gegenstande und seinem Bilde, welche in den Abständen a und b von der Linse liegen, wie die Größen a und b, und diesem zur Folge ist, wenn F und F′ die einander entsprechenden Größen einer leuchtenden Fläche und ihres Bildes in den gleichen Abständen von der Linse vorstellen,

$$F : F' = a^2 : b^2 \,. \qquad (4.\,b.)$$

Aus wie vielen leuchtenden Punkten nun man sich auch die Fläche F zusammengesetzt denken mag, von denen jeder in der Entfernung E die Lichtstärke S liefert, so geben diese im Bilde F′ zu eben so viel und ähnlich gestellten Bildpunkten Veranlassung, von denen jeder in der Entfernung E die Lichtstärke S′ liefert; denkt man sich daher die Flächen F und F′ klein genug, um allen leuchtenden Punkten, so wie allen deren Bildpunkten einerlei Abstände von der Linse beilegen zu dürfen, so wird die vereinte Wirkung aller der gleich vielen Punkte in der Fläche F sowohl als in derem Bilde F′ in der Entfernung E Lichtstärken hervorbringen, die den Lichtwirkungen S und S′ von einem einzelnen Punkte proportional sind. Bezeichnen M und M′ die aus den beiden Flächen in der Entfernung E hervorgehenden Lichtstärken, so ist also

$$M : M' = a^2 : b^2 \,,$$

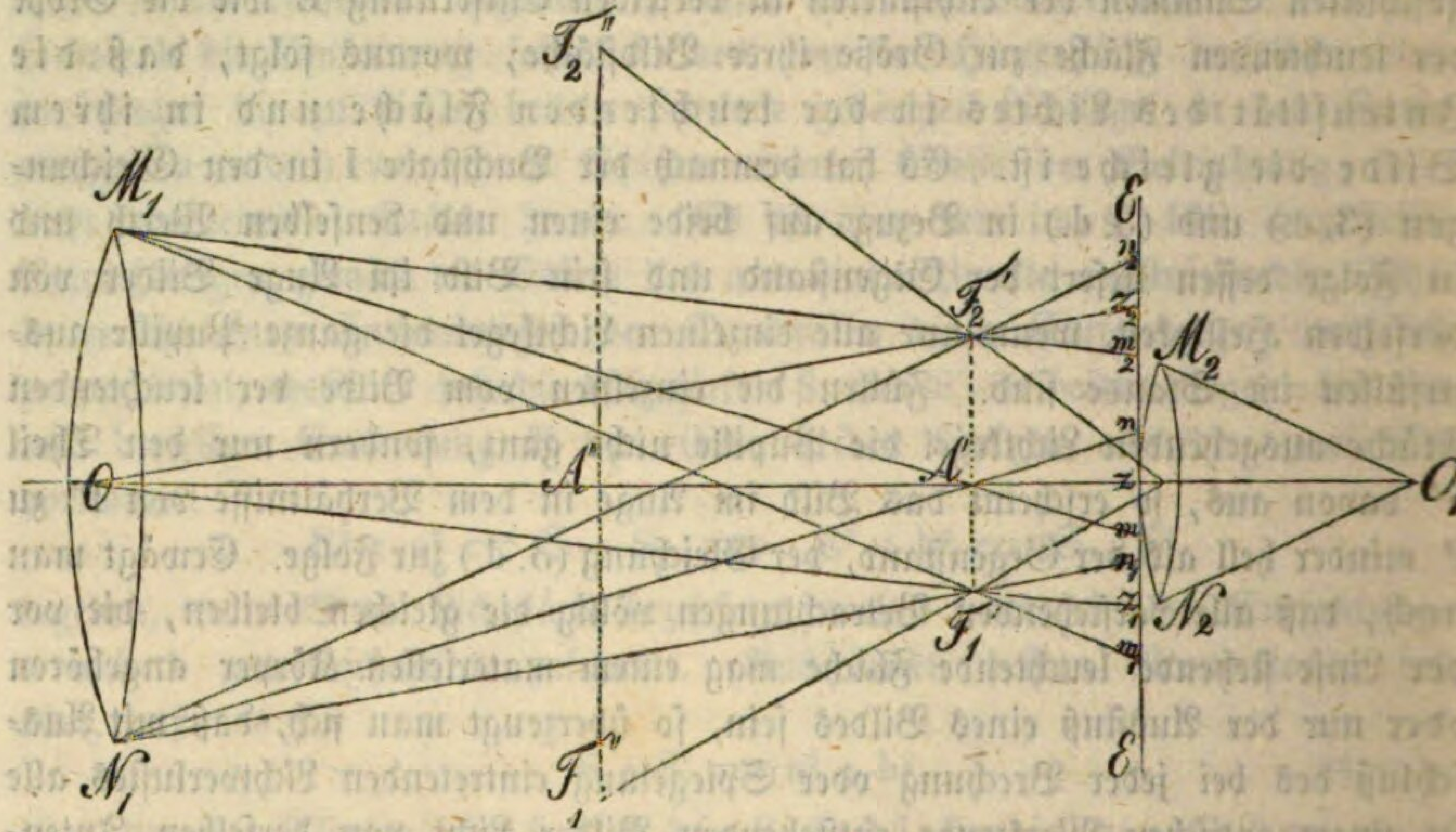
welche Gleichung in Verbindung mit der (4. b.) die folgende liefert:

$$M : M' = F : F' \,. \qquad (4.\,c.)$$

Es verhalten sich also die aus einer leuchtenden Fläche und ihrem Bilde ausgeschickten Summen der Lichtstärken in derselben Entfernung E wie die Größe der leuchtenden Fläche zur Größe ihrer Bildfläche, woraus folgt, daß die Intensität des Lichtes in der leuchtenden Fläche und in ihrem Bilde die gleiche ist. Es hat demnach der Buchstabe I in den Gleichungen (3. c.) und (3. d.) in Bezug auf beide einen und denselben Werth und in Folge dessen liefert der Gegenstand und sein Bild im Auge Bilder von derselben Helligkeit, wenn nur alle einzelnen Lichtkegel die ganze Pupille auszufüllen im Stande sind. Füllen die einzelnen vom Bilde der leuchtenden Fläche ausgehenden Lichtkegel die Pupille nicht ganz, sondern nur den Theil P′ davon aus, so erscheint das Bild im Auge in dem Verhältnisse von P′ zu P minder hell als der Gegenstand, der Gleichung (3. d.) zur Folge. Erwägt man noch, daß alle vorstehenden Betrachtungen völlig die gleichen bleiben, die vor der Linse stehende leuchtende Fläche mag einem materiellen Körper angehören oder nur der Ausfluß eines Bildes sein, so überzeugt man sich, daß mit Ausschluß des bei jeder Brechung oder Spiegelung eintretenden Lichtverlustes alle in einem optischen Werkzeuge entstehenden Bilder Licht von derselben Intensität besitzen, wie in dem die Bilder veranlassenden Gegenstande vorhanden ist, und daß dieß auch noch von dem im Auge erzeugten Bilde gilt, wenn die aus dem letzten Bilde im Werkzeuge hervorgehenden Lichtkegel die Pupille ganz auszufüllen im Stande sind. Wo man es für nöthig erachtet, können die successiven Lichtverluste, welche im Gefolge einer jeden Brechung oder Spiegelung sind, mit in Rechnung gezogen werden.

Nach den vorausgeschickten Erläuterungen über die Art und Weise wie vor uns liegende Gegenstände oder Bilder in unserm Auge eine Empfindung von sich erregen, gehen wir nun zur Besprechung jener im Eingange zu diesem Paragraph erwähnten Rücksichten über, welche bei der Anordnung eines jeden optischen Instruments nicht außer Acht gelassen werden dürfen. Zu diesem Ende stellen wir uns (Fig. 132. nachstehend) eine convexe Linse $M_1 N_1$, die Objectivlinse, vor, und hinter ihr die Strahlenkegel $M_1 A' N_1$, $M_1 F'_1 N_1$ und $M_1 F'_2 N_1$, welche durch vor ihr liegende Punkte A, F_1 und F_2 zu Stande kommen, so daß A′, F'_1 und F'_2 die Bilder von den Punkten A, F_1 und F_2 sind, von denen wir annehmen, daß die A und A′ in der Linsenaxe liegen, die F_1 und F'_1, so wie die F_2 und F'_2 in Geraden, die durch den Mittelpunkt M der Linse hindurch gehen und die Axe dieser Linse unter einem gewissen Winkel schneiden. Die in diesen Kegeln befindlichen Lichtstrahlen pflanzen sich in geraden Linien über deren Spitzen A′, F'_1 und F'_2 hinaus fort und bilden hier neue Kegelräume m A′ n, $m_1 F'_1 n_1$ und $m_2 F'_2 n_2$, welche die Scheitelräume der vorigen drei Kegelräume sind, und ganz so sich verhalten, als ob in A′, F'_1 und F'_2 leuchtende Punkte sich befänden, jedoch von solcher Art, daß sie keine Strahlen an Orte zu senden vermögen, die außerhalb der erwähnten

Fig. 132.



Scheitelräume liegen. Dabei kann alles Licht in einem solchen Scheitelraume auf eine centrisch mit der vorigen hinter den Bildpunkten aufgestellte zweite Linse, die Ocularlinse, auffallen und durch dieselbe hindurch gehen, oder nur ein Theil desselben, oder auch gar keines, je nachdem der Scheitelraum mehr gegen die Mitte der Ocularlinse hin gerichtet ist, oder ihr in der Nähe ihres Randes begegnet, oder auch wohl ganz ihr zur Seite liegen bleibt; im ersten Falle befindet sich der Strahlenkegel $mA'n$, im andern der $m_1F_1'n_1$, im dritten der $m_2F_2'n_2$. Stellen, deren Strahlenkegel ganz zur Seite der Ocularlinse liegen bleiben, können durch die Ocularlinse hindurch gar nicht gesehen werden; solche Stellen dagegen, deren Strahlenkegel entweder alles Licht oder doch einen Theil desselben durch die Ocularlinse hindurch schicken, erzeugen nach ihrem Durchgange durch die Ocularlinse neue, wirkliche oder doch eingebildete Bildpunkte A'', F_1'', die von einem gegen das Ocular hingerichteten Auge mit größerer oder geringerer Helligkeit wahrgenommen werden nach bestimmten Gesetzen, die wir jetzt näher kennen lernen wollen.

Bevor wir jedoch an diese Untersuchung gehen, wird es gut sein in Erinnerung zu bringen, worauf wir schon bei der Besprechung der Loupe aufmerksam gemacht haben, daß nämlich der durch eine convexe Linse betrachtete Gegenstand, dieser mag ein wirklicher oder nur das Bild von einem solchen sein, nur dann vom Auge deutlich wahrgenommen werden kann, wenn er sich in einem Abstande vor der Linse befindet, welcher nahe hin ihrer absolut genommenen Brennweite gleich ist; daher ist unter der Voraussetzung eines deutlichen Sehens durch irgend ein optisches Instrument die Stelle des vorletzten Bildes in ihm immer nahe da vorauszusetzen, wo sein Abstand von der Ocu-

larlinse der absolut genommenen Brennweite dieser Linse gleich ist. Hiermit verbinden wir die durch die Erfahrung wie durch die Rechnung an die Hand gegebene Regel, daß man keine Linse über eine gewisse Breite derselben hinaus wirksam werden lassen darf, wenn man aus ihr ein Bild erhalten will, das in allen seinen Theilen seinem Gegenstande ähnlich bleibt. Die ausführliche Regel verlangt, daß die Breite der Linse den halben Radius von der stärkst gekrümmten ihrer beiden Kugelflächen nicht überschreite. In einem optischen Werkzeuge also, das im Bilde die Gestalt des Gegenstandes auch nach den Grenzen hin unverkümmert wiedergeben soll, darf man die wirksame Breite von keiner in das Werkzeug aufgenommenen Linse größer werden lassen, als es die eben angegebene Regel gestattet. Durch diese Regel wird die größte einer Linse einzuräumende Breite von der Beschaffenheit ihrer Fläche von der stärksten Krümmung abhängig gemacht, und in Folge dessen läßt sich die größte Breite einer jeden Linse als ein aliquoter Theil ihrer Brennweite angeben, der sich indessen mit der Gestalt der Linse selber ändert, jedoch stets unterhalb des Werthes $1/3$ liegen bleibt. Der Bruch, welcher anzeigt, den wievielten Theil der Brennweite man zur Breite einer Linse nehmen darf, soll im Allgemeinen, wo dessen Berücksichtigung nöthig wird, durch den Buchstaben μ bezeichnet werden, so daß, wenn die absolut genommene Brennweite einer Linse f ist und ihr der Bruch μ angehört, μf als größte Breite dieser Linse anzusehen ist. Außer den bisher angegebenen, werden wir jetzt noch eine neue, die Vereinfachung unserer Betrachtungen bezweckende Annahme zur Geltung kommen lassen, welche mit der schon oben vorgekommenen, daß die Dicken der Linsen gegen die Abstände des Gegenstandes und seiner Bilder von ihnen zu vernachlässigen seien, eigentlich auf Eins hinausläuft. Denkt man sich nämlich in der Fig. 132. eine Ebene EE senkrecht auf die Axe der Linsenverbindung errichtet, welche die dem Objective zugekehrte Fläche der Ocularlinse berührt, und bezeichnet man die Punkte, in denen die Geraden A′m und A′n diese Ebene treffen, durch m und n, die in welchen die Geraden $F'_1 m_1$ und $F'_1 n_1$ oder $F'_2 m_2$ und $F'_2 n_2$ dieselbe Ebene treffen, durch m_1 und n_1 oder m_2 und n_2, so sind die Breiten mn, $m_1 n_1$, $m_2 n_2$, in welchen die gedachte Ebene von den einzelnen Kegelräumen getroffen wird, sämmtlich einander gleich, weil die Dreiecke $M_1 A' N_1$ und $m A' n$, die $M_1 F'_1 N_1$ und $m_1 F'_1 n_1$, so wie die $M_1 F'_2 N_1$ und $m_2 F'_2 n_2$ stets einander ähnlich sind. Bezeichnet man nämlich den Radius der Kreise, in welchen die einzelnen Kegelräume der Ebene EE begegnen, durch β_2, so wie den Radius vom Querschnitt der Objectivlinse, d. h. ihre halbe Breite, durch y_1, ferner den Abstand der Bildpunkte vom Querschnitt der Objectivlinse durch b_1 und den derselben Punkte von der Ebene EE durch a_1, so ist in Bezug auf alle Kegelräume

$$y_1 : \pm \beta_2 = b_1 : a_1 , \qquad (5.\,a.)$$

wo von dem doppelten Vorzeichen das obere oder untere genommen werden

muß, je nachdem die Größen b_1 und a_1 mit einerlei oder mit entgegengesetzten Vorzeichen versehen sind. Die Annahme nun, welche wir zur Vereinfachung unserer Betrachtungen machen, besteht darin, daß wir den Radius β_2 zugleich auch als den gelten lassen, in welchem die Kegelräume nach ihrem Durchgange durch die Linse $M_2 N_2$ dieselbe verlassen. Diese Annahme kann um so weniger beanstandet werden, je geringer die Dicke und Breite der Linse $M_2 N_2$ ist, und kann daher um so sicherer zugelassen werden, als die Breiten der Linsen durch die so eben eingeführte Regel sehr beschränkt worden sind, und Linsen von geringerer Breite immer auch in einer verhältnißmäßig geringern Dicke ausgearbeitet werden können.

Ist also $M_2 N_2$ die Ocularlinse, und stehen die Bildpunkte in dem zu ihrem deutlichen Sehen erforderlichen Abstande von ihr, welcher sehr nahe die Brennweite der Ocularlinse ist, so werden die Strahlen der einzelnen Lichtkegel sehr nahe in paralleler Richtung die Ocularlinse verlassen, und in Folge nahe in derselben Breite β_2 zum Auge gelangen, sie werden daher nur so lange die Pupille ganz auszufüllen im Stande sein, als β_2 nicht kleiner als der Radius der Pupille ist, den wir durch ϱ bezeichnen wollen. Setzen wir in der Gleichung (5. a.) ϱ für β_2, so wird sie

$$y_1 : \pm \varrho = b_1 : a_1 , \qquad (5.\,b.)$$

und zeigt so, wie klein bei einem gegebenen y_1 und b_1, d. h. bei einem bestimmten Objective die Größe a_1 genommen werden darf, ohne daß die Strahlenkegel aufhören, die Pupille gänzlich auszufüllen, von welchem Umstande die volle Helligkeit des im Auge empfundenen Bildes, wie wir schon wissen, abhängig ist. Es ist aber unter Voraussetzung des deutlichen Sehens a_1 nahe die Brennweite der Ocularlinse und von dieser hängt die Vergrößerung des durch sie gesehenen Bildes ab; es wird also durch die Gleichung (5. b.) bestimmt, wie weit die Vergrößerung durch das Ocular getrieben werden darf, ohne der Helligkeit des Bildes im Auge Eintrag zu thun. Weil aber nicht alle aus dem Bilde hervortretenden Lichtkegel ganz durch die Ocularlinse hindurch und zum Auge gelangen können, so sind dieserhalb noch besondere Umstände in Erwägung zu ziehen, wie jetzt geschehen soll.

Offenbar kann unser Auge eine außerhalb der Instrumentenaxe liegende Stelle des Bildes nur so lange mit unverminderter Helligkeit wahrnehmen, als dieselbe Strahlenkegel in der Breite der Pupille durch die Ocularlinse hindurch gehen läßt. Da nun $2\beta_2$ die Breite der Strahlenkegel und 2ϱ die Breite der Pupille ist, so werden unter der Voraussetzung, daß β_2 größer als ϱ ist, die Strahlenkegel einer solchen Stelle noch um die Strecke $2\beta_2 - 2\varrho$ über den Rand der Ocularlinse hinausfallen dürfen, ohne daß eine Verminderung ihrer Helligkeit zu befürchten steht. In diesem Falle aber werden, wenn y_2 den Radius der Ocularlinse vorstellt, die Axen $O z_1$ solcher Lichtkegel die Ebene EE an Stellen treffen, die um $y_2 + \beta_2 - 2\varrho$ von der Stelle

abliegen, in welcher die Ebene EE von der Instrumentenaxe durchschnitten wird; denn ist der Abstand der Kegelaxe am Ocular von der Mitte dieses Oculars $y_2 + \beta_2 - 2\varrho$, so steht der äußerste Rand der Kegelfläche um $y_2 + 2\beta_2 - 2\varrho$ von dieser Mitte ab, mithin greift der ganze Kegelraum um $2\beta_2 - 2\varrho$ über die Ocularlinse hinaus. Denkt man sich die Axe eines zu einer noch mit voller Helligkeit gesehenen Stelle gehörigen Kegelraumes fest mit der Axe des Instruments vereinigt und um letztere herumgedreht, so schneidet die sich so bildende Kegelfläche aus dem Bilde den Theil heraus, dessen Stellen alle mit unverminderter Helligkeit gesehen werden, während dieselbe Axe, welche dem äußersten noch volle Helligkeit bringenden Kegelraum angehört, jenseits des Objectivs verlängert, während ihrer Drehung die Kegelfläche beschreibt, welche von dem vor dem Instrumente liegenden Raume alle diejenigen Stellen in sich einschließt, welche durch das Instrument in unverkümmerter Helligkeit gesehen werden können. Denkt man sich diese letztere Kegelfläche in einem beliebigen Abstande A von dem Objectiv durch eine auf der Axe des Instruments senkrechte Ebene begrenzt, so wird aus dieser Ebene durch die Kegelfläche ein Kreis ausgeschnitten, dessen Radius eine gewisse Größe R hat, und alle Punkte dieses Kreises zeigen sich im Instrumente gleich und möglichst hell. Die scheinbare Größe dieses Radius vom Mittelpunkte des Objectivs aus gesehen, ist $\frac{R}{A}$, und diese scheinbare Größe bleibt dieselbe, wie auch die Größen R und A sich abändern mögen, weil alle so begrenzten Kegelflächen ähnliche Kegel liefern, in welchen die Radien ihrer Grundflächen zu ihren Höhen stets dasselbe Verhältniß haben. Wir nennen diese scheinbare Größe den scheinbaren Halbmesser des zum Instrumente gehörigen Gesichtsfeldes von größter gleicher Helligkeit, welchen wir in der Folge stets durch den Buchstaben ψ darstellen werden.

Da die vorhin im Innern des Instruments aufgefaßte Kegelfläche, welche aus dem vor der Ocularlinse stehenden Bilde alle Stellen größter und gleicher Helligkeit ausschneidet, die Scheitelfläche von derjenigen ist, aus welcher wir so eben den Halbmesser ψ des zum Instrument gehörigen Gesichtsfeldes der größten und gleichen Helligkeit hergeleitet haben, so können wir aus ihr den Werth von ψ herholen; denn wir wissen, daß der Radius ihrer Grundfläche in der Ebene EE $y_2 + \beta_2 - 2\varrho$ ist, während ihre Spitze im Mittelpunkt des Objectivs liegt, also, da sich aus unsern früher aufgestellten Formeln b_1 als negative Zahl ergiebt, um die Strecke $a_1 - b_1$ von der Ebene EE entfernt ist, so daß man hat:

$$\psi = \frac{y_2 + \beta_2 - 2\varrho}{a_1 - b_1},$$

oder wenn man den Abstand der beiden Linsen von einander, welcher der Strecke $a_1 - b_1$ gleich angenommen werden kann, durch Δ_1 bezeichnet:

$$\psi = \frac{y_2 + \beta_2 - 2\varrho}{\Delta_1}. \qquad (6.\text{a.})$$

Es darf ohne Verminderung der Helligkeit β_2 nicht kleiner als ϱ werden; läßt man aber $\beta_2 = \varrho$ werden, wobei noch volle Helligkeit sich geltend machen kann, so geht die Gleichung (6. a.) über in:

$$\psi = \frac{y_2 - \varrho}{\Delta_1}. \qquad (6.\text{b.})$$

Läßt man in dieser letzten Gleichung $y_2 = \varrho$ sein, so ergiebt sich $\psi = 0$; d. h. es geht das Gesichtsfeld größter gleicher Helligkeit ganz und gar verloren. In diesem Falle nämlich hat nur noch die eine in der Axe des Instruments liegende Stelle des Gesichtsfeldes ihre volle Helligkeit. Alle von der Instrumentenaxe entferntern Stellen treten in einer stets abnehmenden Helligkeit auf; aber selbst solche Stellen des Bildes, welche Strahlenkegel ausschicken, deren Axen die Ocularlinse nur noch eben berühren, bringen darum doch zur Hälfte durch die Ocularlinse hindurch, und zeigen sich deßhalb noch in ihrer halben natürlichen Helligkeit. Ein so erweitertes Gesichtsfeld soll von jetzt an das der größten ungleichen Helligkeit heißen; die darin vorhandene Abstufung der Helligkeit tritt dem Auge nicht in unangenehmer Weise entgegen, weßhalb es in den meisten Fällen gebraucht wird. Man bringt in der Ocularröhre eine Blende an, durch welche der mit zu geringer Helligkeit wahrnehmbare Theil des Bildes dem Auge ganz und gar entzogen wird. Bezeichnen wir den scheinbaren Halbmesser des Gesichtsfeldes der größten ungleichen Helligkeit noch immer durch ψ, so ist der Gleichung (6. a.) entsprechend:

$$\psi = \frac{y_2 + \beta_2 - \varrho}{\Delta_1}, \qquad (6.\text{c.})$$

und der Gleichung (6. b.) ensprechend:

$$\psi = \frac{y_2}{\Delta_1}, \qquad (6.\text{d.})$$

weil in jenen beiden Gleichungen der Zähler im Falle eines größten ungleichen Gesichtsfeldes um ϱ größer genommen werden muß.

Wo nicht ausdrücklich ein Gesichtsfeld der größten gleichen Helligkeit zur Bedingung gemacht wird, was bei Cometensuchern und sogenannten Seefernröhren vielleicht geschehen könnte, da opfert man dem größern Gesichtsfelde gern einen Theil der Helligkeit auf. Aus diesem Grunde bedient man sich fast immer zur Bestimmung des Gesichtsfeldes der Gleichungen (6. c.) oder (6. d.); denn der allmählige Uebergang von der ganzen Helligkeit zur halben nach dem Rande hin kann um so weniger Nachtheil bringen, als die am Rande des Gesichtsfeldes wahrgenommenen Gegenstände leicht nach dessen Mitte hin gebracht werden können.

In jedem Falle ist der Gleichung (6.) im §. 118. zur Folge $G : G_1 = a : b_1$ und $G_1 : G_2 = a_1 : b_2$, wenn G, G_1, G_2 die einander entsprechenden Dimensionen im Gegenstande und in den Bildern $F_1' F_2'$ und $F_1'' F_2''$ vorstellen, und die Verbindung dieser beiden Proportionen mit einander liefert:

$$G : G_2 = a a_1 : b_1 b_2 ,$$

woraus man findet:

$$G_2 = \frac{b_1 b_2}{a_1} \cdot \frac{G}{a} ; \qquad (7.\,a.)$$

es ist aber, wenn das Auge an der Stelle O_1 hinter der Ocularlinse sich befindet, die scheinbare Größe der vom Auge durch das Instrument wahrgenommenen Dimension G_2 offenbar $\frac{G_2}{b_2 + zO_1}$, während die scheinbare Größe der Dimension G vom Mittelpunkt des Objectivs aus betrachtet $\frac{G}{a}$ ist. Bezeichnet man $\frac{G}{a}$ durch ψ und $\frac{G_2}{b_2 + zO_1}$ durch ψ_1, so giebt die Gleichung (7. a.):

$$\psi_1 = \frac{b_1 b_2}{a_1 (b_2 + zO_1)} \psi , \qquad (7.\,b.)$$

und es ist $\frac{\psi_1}{\psi}$ die Vergrößerungszahl des Instruments unter den angegebenen Umständen; bezeichnen wir daher diese Zahl durch m_2, so ist

$$m_2 = \frac{b_1 b_2}{a_1 (b_2 + zO_1)} . \qquad (7.\,c.)$$

Noch haben wir auf einen eigenthümlichen, in optischen Werkzeugen von Bedeutung seienden Punkt aufmerksam zu machen. Alle Lichtstrahlen nämlich, welche sich längs der Axen der zu den einzelnen Bildpunkten gehörigen Lichtkegel fortbewegen, wie Oz, Oz_1 (Fig. 132.), kommen sämmtlich von dem Mittelpunkte O der Objectivlinse her und laufen nach ihrem Durchgange durch die Ocularlinse in einem andern Punkte O_1, den wir den Durchschnittspunkt der Axenstrahlen nennen wollen, zusammen. Bringt man die Mitte der Pupille an diese Stelle hin, so gehen die Axenstrahlen durch diese Mitte, und mit ihnen gelangen so viel als möglich von den Strahlen der Lichtkegel, welche rings um den Axenstrahl liegen, in das Auge; dieses sieht daher alle wahrnehmbaren Punkte des Bildes in ihrer möglichst größten Helligkeit, weßhalb auch der Punkt O_1 der Augenpunkt des Instruments genannt wird. An keiner andern Stelle kann das Auge einen so großen Theil des Bildes in so großer Helligkeit erblicken. Man erhält den Abstand des Vereinigungspunktes der Axenstrahlen, hier des Augenpunktes von der Ocularlinse durch die Gleichung (8.) in §. 117. als b', wenn man in ihr für a den Abstand des Mittelpunktes O der Objectivlinse, also Δ_1, und für f

die Brennweite der Ocularlinse, welche wir durch f_2 bezeichnen wollen, setzt, so daß man findet:

$$\frac{1}{b'} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{\Delta_1}, \qquad (7.\text{d.})$$

und zwar liegt der gesuchte Vereinigungspunkt O_1 vor oder hinter der Ocularlinse, je nachdem sich für b' ein positiver oder negativer Werth ergiebt. Im ersten Falle giebt der Punkt O_1 keinen wirklichen, sondern blos einen eingebildeten Augenpunkt her, weil es unmöglich ist, das Auge beim Sehen an seine Stelle zu bringen, im andern Falle hingegen giebt der Punkt O_1 einen wirklichen Augenpunkt her. Bei einem wirklichen Augenpunkte steht die Mitte der Pupille am besten an der so gefundenen Stelle O_1, und es nimmt zO_1 den Werth $-b'$ an, so daß die Gleichung (7. c.) wird:

$$m_2 = \frac{b_1 b_2}{a_1 (b_2 - b')}. \qquad (7.\text{e.})$$

Bei einem eingebildeten Augenpunkte hingegen kann man die Mitte der Pupille nicht an dessen Stelle setzen, und dann ist die beste Stelle für das Auge dicht hinter der Ocularlinse, so daß jetzt in der Gleichung (7. c.) $zO_1 = 0$ zu nehmen ist, wodurch sie wird:

$$m_2 = \frac{b_1}{a_1}. \qquad (7.\text{f.})$$

Es sind indessen die in den beiden letzten Gleichungen erhaltenen Werthe von m_2 im Falle des deutlichen Sehens nicht merklich von einander verschieden, weil dazu erforderlich ist, daß sehr nahe $a_1 = -f_2$ sei, wo dann b_2 einen sehr großen Werth annimmt, neben welchem zO_1 vernachlässigt werden kann. Bei einem wirklichen Augenpunkte gehen die von ihm nach den äußersten Punkten des durch das Instrument gesehenen Bildes $A''F_1''$ durch den Rand der Ocularlinse, es ist daher:

$$\psi_1 = -\frac{y_2}{b'}, \qquad (8.\text{a.})$$

wenn y_2 den Radius der Ocularlinse bezeichnet. Hieraus folgt, daß die Vergrößerungszahl eines aus zwei Linsen zusammengesetzten Instrumentes, wenn es einen wirklichen Augenpunkt hat, welche unter allen Umständen $\frac{\psi_1}{\psi}$ ist, im jetzigen Falle wird:

$$m_2 = -\frac{y_2}{b'\psi},$$

welche Gleichung sich auch so schreiben läßt:

$$m_2\psi = -\frac{y_2}{b'}. \qquad (8.\text{b.})$$

Setzt man in diese Gleichung für $\frac{1}{b'}$ seinen Werth aus der Gleichung (7. d.) ein, so erhält man:

$$m_2\,\psi = -\frac{y_2}{f_2} - \frac{y_2}{\Delta_1},$$

oder

$$m_2\,\psi = -\frac{y_2}{f_2} - \psi\,, \qquad (8.\ c.)$$

weil der Gleichung (6. d.) zur Folge $\frac{y_2}{\Delta_1} = \psi$ ist, wenn man ein Gesichtsfeld der größten ungleichen Helligkeit bei stärkstem Oculare vor Augen hat. Aus der Gleichung (8. c.) findet man:

$$\psi = \frac{-\,y_2}{f_2\,(m_2 + 1)},$$

oder wenn man für $\frac{y_2}{f_2}$ das Zeichen ω_2 einführt:

$$\psi = \frac{-\,\omega_2}{m_2 + 1}, \qquad (8.\ d.)$$

welches eine sehr bequeme Gleichung zur Berechnung des Gesichtsfeldes in einem solchen Instrumente ist, wenn die Vergrößerungszahl m_2 als anders woher bekannt vorausgesetzt wird.

Wenn b′ einen positiven Werth erhält, und das Instrument keinen wirklichen Augenpunkt hat, findet das Auge seine beste Stelle dicht hinter der Ocularlinse und dann wird:

$$\psi_1 = \frac{G_2}{b_2}, \qquad (8.\ e.)$$

wenn G_2 die größte Dimension des dem Auge aus dem Instrumente entgegentretenden Bildes von der Instrumentenaxe aus genommen, und b_2 den Abstand dieses Bildes von der Ocularlinse vorstellt. Die Vergrößerungszahl m_2 wird jetzt:

$$m_2 = \frac{G_2}{b_2\,\psi},$$

und entspricht ihrem in der Gleichung (7. f.) angegebenen Werthe. Aus der vorstehenden Gleichung findet man:

$$\psi = \frac{G_2}{b_2\,m_2}, \qquad (8.\ f.)$$

welche Gleichung die Größe vom Radius des Gesichtsfeldes in einem Instrumente ohne Augenpunkt zu erkennen giebt, wenn das Auge dicht hinter der Ocularlinse durch dieselbe hindurch sieht. Es ist in Folge der oben hinter der Gleichung (6. d.) angegebenen Proportionen

$$G_1 : G_2 = a_1 : b_2$$

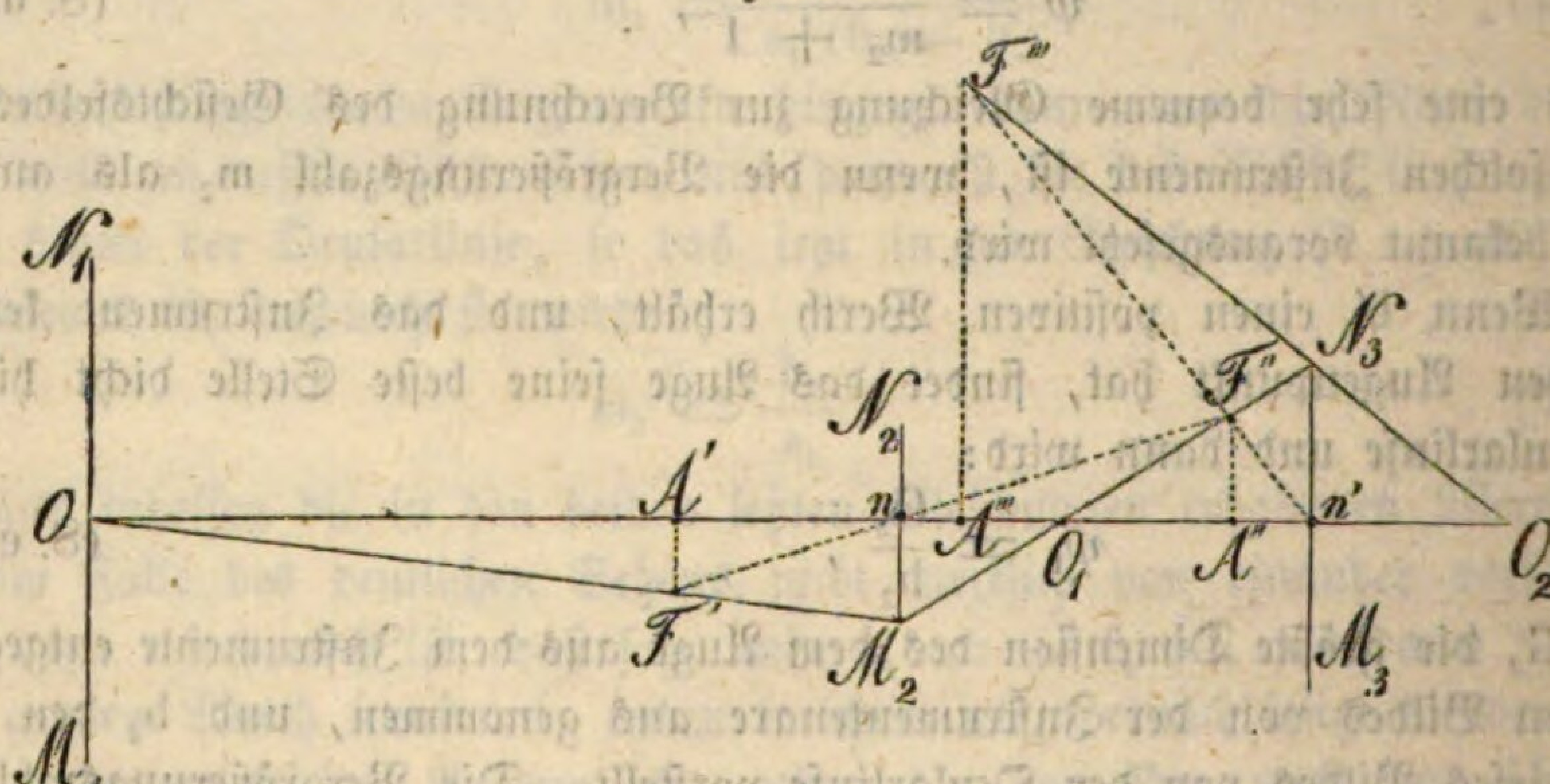
woraus folgt, daß $\frac{G_2}{b_2} = \frac{G_1}{a_1}$ ist, weßhalb man die Gleichung (8. f.) auch so schreiben kann:

$$\psi = \frac{G_1}{a_1\,m_2}. \qquad (8.\ g.)$$

§. 124. Von solchen optischen Anordnungen, welche aus mehr als zwei Linsen zusammengesetzt sind.

Wir haben bisher blos solche Fälle betrachtet, wo das optische Instrument aus zwei Linsen, die auch durch sphärische Spiegel vertreten werden können, besteht. Weil indessen die Behandlung von mehr als zwei auf einander einwirkenden Linsen ihre eigenen Schwierigkeiten hat, und doch die meisten optischen Vorrichtungen mehr als zwei Linsen in sich tragen, so ist zu ihrer genauen Kenntniß eine Einsicht in die Wirkungsweise von mehr als zwei Linsen auf einander erforderlich. Wir werden jedoch unsere Betrachtung auf eine Verbindung von 3 Linsen beschränken, weil sich diese leicht auf beliebig viele Linsen ausdehnen lassen.

Fig. 133.



Stellen (Fig. 133.) zu diesem Ende $M_1 N_1$, $M_2 N_2$ und $M_3 N_3$ die Durchschnitte dreier Linsen vor, deren Brennweiten der Ordnung nach f_1, f_2 und f_3 sein mögen, und bezeichnen Δ_1 und Δ_2 die positiven Entfernungen O n und n n' der zweiten von der ersten und der dritten von der zweiten; stellt ferner A' F' das durch die erste Linse erzeugte Bild von einem in der Entfernung a von dieser Linse liegenden Gegenstande, A'' F'' das Bild, welches durch die zweite Linse von dem Bilde A' F', endlich A''' F''' das Bild, welches durch die dritte Linse von dem Bilde A'' F'' erzeugt und unmittelbar von dem Auge in sich aufgenommen wird, so werden die Abstände b_1, b_2, b_3 dieser Bilder von den Linsen, aus welchen sie hervorgegangen sind durch die Gleichungen:

$$\frac{1}{b_1} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{a}, \quad \frac{1}{b_2} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{a_1}, \quad \frac{1}{b_3} = \frac{1}{f_3} + \frac{1}{a_2} \quad (1.\ a.)$$

als positive oder negative Größen, je nachdem die Bilder vor oder hinter der sie erzeugenden Linse liegen, erhalten, wenn a, a_1, a_2 die Abstände der diesen Bildern zunächst als Gegenstände zu Grunde liegenden Ursachen (Gegenstand oder Bild) von der ersten, zweiten, dritten Linse, mit dem Vorzeichen + oder —

genommen, je nachdem sie vor oder hinter ihrer Linse liegen, bezeichnen, der in §. 117. gegebenen Gleichung (8.) gemäß. Stellt G die größte Dimension, von der Instrumentenaxe aus gerechnet, vor, welche durch das Instrument noch gesehen werden kann, G_1 die Größe von deren Bilde $A' F'$, G_2 deren Größe im Bilde $A'' F''$, G_3 deren Größe, wie sie im Bilde $A''' F'''$ auftritt, so ist der Gleichung (6.) in §. 118. zur Folge:

$$a : b_1 = G : G_1 \;,\; a_1 : b_2 = G_1 : G_2 \;,\; a_2 : b_3 = G_2 : G_3 \;, \quad (1.\,b.)$$

in denen die Größen G_1, G_2, G_3 als positive oder negative sich ergeben, je nachdem die Bilder, auf die sie sich beziehen, mit dem vor der ersten Linse liegenden Gegenstande die gleiche oder eine umgekehrte Stellung haben. Aus den Proportionen (1. b.) ergiebt sich die folgende:

$$a\, a_1\, a_2 : b_1\, b_2\, b_3 = G : G_3 \;,$$

aus der man findet:

$$G_3 = \frac{b_1\, b_2\, b_3}{a\, a_1\, a_2}\, G \,. \quad (1.\,c.)$$

Steht das Auge in der Entfernung $n' O_2$ (Fig. 133.) von der dritten Linse, und ist diese Ocularlinse breit genug, um die volle Größe G_3 in's Auge gelangen zu lassen, so ist $\frac{G_3}{b_3 + n' O_2}$ die scheinbare Größe der durch das Instrument gesehenen Dimension, während $\frac{G}{a}$ die scheinbare Größe der von dem Mittelpunkt O des Objectivs aus mit dem bloßem Auge gesehenen, der G_3 entsprechenden Dimension G am Gegenstande ist; bezeichnet daher m_3 die Vergrößerungszahl des Instruments, so ist bei dieser Stellung des Auges:

$$m_3 = \frac{G_3}{G}\, \frac{a}{n' O_2 + b_3} \,,$$

oder mit Zuziehung der Gleichung (1. c.):

$$m_3 = \frac{b_1\, b_2\, b_3}{a_1\, a_2\, (n' O_2 + b_3)} \,. \quad (2.\,a.)$$

Alle Axenstrahlen, welche von der Mitte O des Objectivs ausgehen und auf die zweite Linse fallen, vereinigen sich nach ihrem Durchgang durch diese in einer Stelle O_1, deren Abstand von der zweiten Linse als b' durch die Gleichung (7. d.) des vorigen Paragraphs und zwar als positive oder negative Größe, je nachdem der Punkt O_1 vor oder hinter dieser zweiten Linse liegt, gegeben ist. Dieselben Axenstrahlen, welche in ihrem weitern Fortgange von dem Punkte O_1 auslaufen und auf die dritte Linse auffallen, vereinigen sich nach ihrem Durchgange durch dieselbe in einem zweiten Punkte O_2, dessen Abstand b'' von der dritten Linse als positive oder negative Größe sich aus der Gleichung

$$\frac{1}{b''} = \frac{1}{f_3} + \frac{1}{\Delta_2 + b'} \quad (2.\,b.)$$

ergiebt, weil $\varDelta_2 + b'$ in jedem Falle den Abstand des Punktes O_1 von der dritten Linse als positive oder negative Größe liefert, je nachdem der Punkt O_1 vor oder hinter der dritten Linse liegt. Erhält man für b'' einen negativen Werth, so ist O_2 ein wirklicher Augenpunkt, an welchem das Auge hinzuweisen ist; man hat deßwegen in der Gleichung (2. a.) $n' O_2 = - b''$ zu setzen, wodurch sie wird:

$$m_3 = \frac{b_1 \;\; b_2 \;\; b_3}{a_1 \;\; a_2 \; (b_3 - b'')} \,. \qquad (2.\ c.)$$

Zeigt sich hingegen b'' als positiver Werth, so hat man das Auge dicht hinter die Ocularlinse zu bringen, wo $n' \, O_2 = 0$ wird, und dann giebt die Gleichung (2. a.) die andere:

$$m_3 = \frac{b_1 \;\; b_2}{a_1 \;\; a_2} \,, \qquad (2.\ d.)$$

so daß also die Vergrößerungen in den beiden Fällen in dem Verhältnisse $b_3 : b_3 - b''$ zu einander stehen.

Eine Hauptrücksicht, welche bei der Zusammenstellung dreier Linsen zu einem optischen Instrumente zu nehmen ist, besteht darin, daß alle Bilder in ihm Licht von einerlei Intensität erhalten, welches den im vorigen Paragraph mitgetheilten Betrachtungen gemäß geschieht, wenn alles auf die Objectivlinse auffallende, von einem Punkte herkommende Licht sich wieder in den einzelnen Bildpunkten sammelt, abgerechnet jedoch den durch Brechung oder Spiegelung eintretenden, nicht zu vermeidenden Lichtverlust. Es ist dieses eine unerläßliche Bedingung, wenn man ein Gesichtsfeld von der größten gleichen Helligkeit verlangt, begnügt man sich aber mit einem durch das Instrument gesehenen Bilde von der größten ungleichen Helligkeit, so ist es hinreichend, wenn dessen Punkte von der Instrumentenaxe aus an ihrer Helligkeit allmählig nach dem Rande hin verlieren, jedoch an diesem Rande selbst noch die halbe größte Helligkeit besitzen, wozu von den einzelnen Linsen die folgenden zwei Eigenschaften verlangt werden müssen.

A) Bezeichnet y_1 den Radius der Objectivlinse, so treten alle Strahlen in dem von einem an der Instrumentenaxe liegenden Punkte des Gegenstandes herkommenden Lichtkegel, die auf das Objectiv fallen, dessen Grundfläche y_1 zum Radius hat, hinter der Objectivlinse in der Entfernung b_1 zu dessen Bildpunkte zusammen, und fahren hinter ihm wieder als Lichtkegel auseinander, dessen Grundfläche in der Entfernung a_1 von dem Bildpunkte, also zunächst der zweiten Linse, einen Radius von einer gewissen Größe, die wir durch β_2 bezeichnen wollen, annehmen wird, und es ist der Aehnlichkeit dieser beiden Kegel wegen:

$$b_1 : a_1 = y_1 : \beta_2 \,. \qquad (3.\ a.)$$

Nachdem dieser Lichtkegel durch die zweite Linse hindurch gegangen ist und auf der andern Seite zunächst an ihr eine Grundfläche erhalten hat, deren

Radius dem β_2 gleich angenommen werden darf, zieht sich derselbe in der Entfernung b_2 zu einem zweiten Bildpunkt zusammen, der sich weiterhin wieder zu einer Kreisfläche erweitert, die in der Entfernung a_2 von diesem zweiten Bildpunkte den Radius β_3 hat, und es ist wieder:

$$b_2 : a_2 = \beta_2 : \beta_3 \, , \qquad (3. b.)$$

und offenbar werden β_2 oder β_3 sich als positive oder negative Größen zu erkennen geben, je nach den Vorzeichen, welche die Größen a_1, b_1, a_2, b_2 in sich tragen. Da alle diese Kegelspitzen in der Instrumentenaxe liegen, wenn der sie veranlassende Punkt des Gegenstandes selber in ihr liegt, so wird alles von diesem Punkte auf die Objectivlinse fallende Licht durch diese Strahlenkegel hindurch bis zur dritten Linse gelangen, wenn der Radius y_2 der zweiten Linse nicht kleiner als der absolute Werth von β_2, und alles dieses Licht wird durch die dritte Linse hindurch gehen, wenn ihr Radius y_3 nicht kleiner als das absolute β_3 ist. Die Bedingungen

$$\beta_2 \leqq y_2 \text{ und } \beta_3 \leqq y_3 \qquad (3. c.)$$

müssen also von dem Instrumente eingehalten werden, wenn die Bilder einer in der Instrumentenaxe liegenden Stelle ihre volle Helligkeit behalten sollen. Neben diesen Bedingungen für das Erscheinen der mittlern Stelle des Gesichtsfeldes in ihrer vollen Helligkeit müssen aber auch noch die

$$\beta_3 \geqq \varrho \text{ und } y_3 \geqq \varrho \qquad (3. d.)$$

statt finden, weil sonst die aus dem Ocular in's Auge fahrenden Lichtstrahlen die Pupille nicht auszufüllen vermöchten.

B) Zu einem Gesichtsfelde der größten ungleichen Helligkeit aber ist nicht bloß erforderlich, daß die in seiner Mitte wahrnehmbaren Punkte ihre volle Helligkeit behalten, sondern es müssen auch noch die am Rande des Gesichtsfeldes liegenden Stellen in ihrer halben vollen Helligkeit erscheinen. Dieß nun findet bei der in Fig. 133. getroffenen Anordnung und auch sonst in allen den Fällen, wo weder der Punkt O_1 noch das Bild $A''F''$ zwischen die zweite und dritte Linse fällt, statt, wenn der einem äußersten im Instrument noch wahrnehmbaren Punkte des Gegenstandes zugehörige Axenstrahl OF' bei seinem Durchgang durch die zweite und dritte Linse erstere an einer um y_2, letztere an einer um y_3 von der Axe des Instruments abliegenden Stelle trifft; dagegen muß in allen übrigen Fällen, wo der Punkt O_1 und das Bild $A''F''$ weder zugleich innerhalb noch zugleich außerhalb des Raumes zwischen der zweiten und dritten Linse liegen, derselbe äußerste Axenstrahl OF' die zweite Linse an einer um $y_2 - \beta_2$ und die dritte an einer um y_3, oder er muß die zweite an einer um y_2 und die dritte an einer um $y_3 - \beta_3$ von der Axe des Instruments abliegenden Stelle treffen.

Diese zweite zur Erreichung eines Gesichtsfeldes der größten ungleichen Helligkeit zu erfüllende Bedingung ist für den durch die Fig. 133. versinnlichten Fall vorhanden, wenn

$$n M_2 : n' N_3 = n O_1 : n' O_1 \qquad (4. a.)$$

oder

$$y_2 : y_3 = - b' : \varDelta_2 + b'$$

ist, woraus man findet:

$$y_3 = y_2 \left(- \varDelta_2 \frac{1}{b'} - 1\right) . \qquad (4. b.)$$

Es ist aber $- \frac{y_2}{b'}$ die scheinbare Größe des von dem Punkte O_1 aus durch die zweite Linse hindurch gesehenen Bildes von dem Gegenstande in seiner größten Dimension von der Mitte des Gesichtsfeldes aus genommen, welche wir in der Gleichung (7. b.) des vorigen Paragraphs durch ψ_1 bezeichnet haben; behalten wir daher diese Bezeichnung auch hier wieder bei, so geht die Gleichung (4. b.) über in:

$$y_3 = \varDelta_2 \psi_1 - y_2 . \qquad (4. c.)$$

Ferner ist, weil $n O M_2$ der Winkel ist, den die von O nach dem äußersten im Instrumente noch wahrnehmbaren Punkte des Gegenstandes hin gezogene Gerade mit der Instrumentenaxe macht, und also $\frac{y_2}{\varDelta_1}$ die Größe des Gesichtsfeldes im Instrumente, welche wir durch ψ vorgestellt haben, ausspricht,

$$\psi = \frac{y_2}{\varDelta_1} , \qquad (4. d.)$$

woraus man findet

$$y_2 = \varDelta_1 \psi , \qquad (4. e.)$$

und in Folge dessen geht die Gleichung (4. c.) über in:

$$y_3 = \varDelta_2 \psi_1 - \varDelta_1 \psi . \qquad (4. f.)$$

Hat das aus drei Linsen zusammengesetzte Instrument einen wirklichen Augenpunkt in O_2, so wird die scheinbare Größe des durch die letzte Linse gesehenen Bildes von dem Gegenstande, wenn wir sie durch ψ_2 bezeichnen, durch die Gleichung

$$\psi_2 = \frac{y_3}{- b''} \qquad (5. a.)$$

bestimmt, weil dann die von dem Rande der Ocularlinse nach der Mitte der Pupille gezogenen Geraden die äußersten Punkte des Gesichtsfeldes treffen. Setzt man in die Gleichung (5. a.) für $\frac{1}{b''}$ seinen Werth aus der Gleichung (2. b.) ein, so findet man:

$$\psi_2 = - \frac{y_3}{f_3} - \frac{y_3}{\varDelta_2 + b'}$$

oder, weil der Gleichung (4. a.) zur Folge $\frac{y_3}{\varDelta_2 + b'} = - \frac{y_2}{b'}$ ist

$$\psi_2 = - \frac{y_3}{f_3} + \frac{y_2}{b'} ,$$

und diese wird mit Rücksicht auf die Gleichung (7. d.) im vorigen Paragraph:

$$\psi_2 = -\frac{y_3}{f_3} + \frac{y_2}{f_2} + \frac{y_2}{\Delta_1},$$

oder mit Zuziehung des für y_2 in der Gleichung (4. d.) erhaltenen Werths, wenn man zugleich für $\frac{y_3}{f_3}$ das Zeichen ω_3 einführt, wie schon oben für $\frac{y_2}{f_2}$ das Zeichen ω_2 gebraucht worden ist:

$$\psi_2 = -(\omega_3 - \omega_2 - \psi)\,. \qquad (5.\ b.)$$

Weil aber in diesem Falle

$$m_3 = \frac{\psi_2}{\psi} \text{ oder } \psi_2 = m_3\,\psi$$

ist, so läßt sich der Gleichung (5. b.) die andere Form:

$$m_3\,\psi = -(\omega_3 - \omega_2 - \psi)$$

geben, woraus man findet:

$$\psi = -\frac{\omega_3 - \omega_2}{m_3 - 1}\,. \qquad (5.\ c.)$$

Statt der Gleichung (5. c.) erhält man die

$$\psi = -\frac{\omega_3 + \omega_2}{m_3 + 1}, \qquad (5.\ c'.)$$

wenn das Instrument einen Augenpunkt hat, und weder der Punkt O_1 noch das Bild $A''F''$ zwischen die zweite und dritte Linse fällt. Dagegen kommt in allen übrigen Fällen, wo ein wirklicher Augenpunkt vorhanden ist, statt der Gleichung (5. c.)

$$\left.\begin{array}{l} (m_3 + 1)\,\psi = -(\omega_3 + \omega_2) + \frac{\beta_2}{f_2}, \\ \text{oder} \\ (m_3 + 1)\,\psi = -(\omega_3 + \omega_2) + \frac{\beta_3}{f_3}, \end{array}\right\} \qquad (5.\ c''.)$$

je nachdem der einem äußersten Punkt des Gesichtsfeldes zugehörige Axenstrahl die zweite Linse an einer um $y_2 - \beta_2$, oder die dritte Linse an einer um $y_3 - \beta_3$ von der Instrumentenaxe abliegenden Stelle trifft.

In dem Falle jedoch, wo das Instrument einen blos eingebildeten Augenpunkt hat, wird die scheinbare Größe des aus dem Instrument hervortretenden Gesichtsfeldes $\frac{G_3}{b_3}$, und es giebt die Gleichung (1. c.):

$$\frac{G_3}{b_3} = \frac{b_1\,b_2}{a_1\,a_2}\,\frac{G}{a},$$

oder weil in diesem Falle die Gleichung (2. d.) $\frac{b_1\,b_2}{a_1\,a_2} = m_3$ liefert, und $\frac{G}{a} = \psi$ ist:

$$\psi = \frac{G_3}{b_3\,m_3}, \qquad (5.\ d.)$$

welche Gleichung der (8. f.) im vorigen Paragraph erhaltenen analog ist. Aus der dritten Proportion (1. b.) findet man:

$$\frac{G_3}{b_3} = \frac{G_2}{a_2},$$

wodurch die Gleichung (5. d.) übergeht in:

$$\psi = \frac{G_2}{a_2 \, m_3}. \qquad (5. e.)$$

Auch hier sind unter Voraussetzung eines deutlichen Sehens durch das Instrument die beiden Werthe von m_3 in den Gleichungen (5. c.) und (5. d.) nicht merklich von einander verschieden, aus dem gleichen Grunde, der schon hinter der Gleichung (7. f.) des vorigen Paragraphs angegeben worden ist.

Solche Gleichungen nun, wie sie im vorigen Paragraph für zwei, und in diesem für drei Linsen aufgestellt worden sind, und wie sie leicht in ganz analoger Weise für beliebig viele Linsen entwickelt werden können, setzen denjenigen, der die Anordnung eines optischen Instruments auf sich nimmt, in den Stand, dieses in der zweckmäßigsten Weise zu thun, wie nun noch an ein paar Beispielen anschaulich gemacht werden soll.

Beispiel 1. Welche einfache Ocularlinse hat man mit einer gegebenen Objectivlinse in Verbindung zu bringen, um ein Fernrohr zu erhalten, das bei einem Gesichtsfelde von der größten ungleichen Helligkeit die stärkste Vergrößerung giebt?

Damit das Gesichtsfeld die größte ungleiche Helligkeit annehme, muß der Radius β_2 von der Grundfläche des durch das Objectiv erzeugten Lichtkegels zunächst an der Ocularlinse den Radius der Pupille ϱ erreichen; setzt man aber ϱ an die Stelle von β_2 in die Gleichung (3. a.) ein, so liefert sie

$$a_1 = b_1 \frac{\varrho}{y_1}, \text{ oder } \frac{b_1}{a_1} = \frac{y_1}{\varrho},$$

und dann ist der Gleichung (7. f.) des vorigen Paragraphs zur Folge

$$m_2 = \frac{y_1}{\varrho}, \qquad (\alpha.)$$

und die Gleichung (8. d.) daselbst giebt zu erkennen, daß in diesem Falle

$$\psi = \frac{-\omega_2 \varrho}{y_1 + \varrho} \qquad (\beta.)$$

sei, wenn das Fernrohr einen wirklichen Augenpunkt hat; daß aber jedes solche Instrument einen wirklichen Augenpunkt habe, wenn die Ocularlinse eine convexe ist, geht unmittelbar aus der Gleichung (7. d.) des vorigen Paragraphs hervor. Man kann in den meisten Fällen ϱ neben y_1 vernachlässigen und dann

$$\psi = \frac{-\omega_2 \varrho}{y_1} \qquad (\beta'.)$$

nehmen.

Es wird indessen zur Erlangung eines Gesichtsfeldes der größten Helligkeit nicht blos gefordert, daß β_2 den Werth ϱ erreiche, sondern es muß auch noch die vordere Bedingung (3. c.), hier also $y_2 \gtreqless \varrho$ eingehalten sein; da aber der Gleichung (4. e.) zur Folge $y_2 = \Delta_1 \psi$, oder mit Rücksicht auf die Glei-

chung (β') $y_2 = \frac{-\Delta_1 \omega_2 \varrho}{y_1}$ ist, so verwandelt sich die vorstehende Bedingung in:

$$-\Delta_1 \omega_2 => y_1 ,$$

und nun sieht man ein, daß diese Bedingung meistens schon von selber erfüllt sein wird, da man $-\omega_2$ immer größer als $\frac{1}{4}$ werden lassen kann und $\frac{1}{4}\Delta_1$ in der Regel immer größer als y_1 sein wird. Sollte jedoch diese Bedingung unerfüllt bleiben, so müßte man β_2 größer als ϱ werden lassen, wo dann m_2 in demselben Verhältnisse kleiner, und ψ nahe in demselben Verhältnisse größer werden würde, und sich in Folge die obige Bedingung jederzeit erfüllen ließe.

Beispiel 2. Welches doppelte Ocular hat man mit einer gegebenen Objectivlinse in Verbindung zu bringen, um ein Fernrohr zu erhalten, welches bei einem Gesichtsfelde von der größten ungleichen Helligkeit die stärkste Vergrößerung giebt?

Damit das Gesichtsfeld in diesem aus drei Linsen gebildeten Fernrohr die größte ungleiche Helligkeit erhalte, muß der Radius β_3, welcher der Grundfläche von einem der von den Punkten des Gegenstandes ausgehenden Lichtkegel zunächst an der Ocularlinse angehört, den Werth ϱ erreichen, d. h. es muß, weil sich aus den Gleichungen (3. a.) und (3. b.)

$$\beta_3 = \frac{a_2}{b_2}\,\frac{a_1}{b_1}\,y_1$$

ergiebt,

$$\varrho = \frac{a_2}{b_2}\,\frac{a_1}{b_1}\,y_1$$

sein, oder der Gleichung (2. d.) gemäß

$$\varrho = \frac{1}{m_3}\,y_1 .$$

Hieraus nun ergiebt sich

$$m_3 = \frac{y_1}{\varrho} \qquad (\gamma.)$$

und man hat der Gleichung (5. c'.) zur Folge:

$$\psi = -\frac{(\omega_3 + \omega_2)\,\varrho}{y_1 + \varrho}, \qquad (\delta.)$$

wenn das Instrument einen wirklichen Augenpunkt hat. Die Gleichung (δ.) giebt nahehin

$$\psi = -\frac{(\omega_3 + \omega_2)\,\varrho}{y_1}, \qquad (\delta'.)$$

weil immer y_1 viel größer als ϱ ist. Vergleicht man die Gleichungen (γ), (δ), (δ') mit denen (α), (β), (β'), so überzeugt man sich, daß sich mit dem Doppelocular bei demselben Werth von y_1, d. h. in Verbindung mit demselben Objectiv, eine eben so starke Vergrößerung erreichen läßt, und daß mit ihm das Gesichtsfeld, wenn man sich unter ω_3 und ω_2 stets einen und denselben

Werth vorstellt, was bei Linsen von ähnlicher Gestalt immer leicht bewirkt werden kann, doppelt so groß als mit der einfachen Linse wird, was allein schon dem Doppeloculare einen großen Vorzug vor der einfachen Ocularlinse giebt. Der Hauptvortheil des Doppeloculars jedoch besteht neben dem größeren Gesichtsfelde hauptsächlich noch darin, daß durch die Wahl der Gestalten seiner beiden Linsen und ihres Abstandes von einander, sowie durch die Brennweite seiner Collectivlinse die Abweichungen wegen der Kugelgestalt und wegen der Farbenzerstreuung in den beiden Linsen fast ganz unschädlich gemacht werden können. Uebelstände der letztgedachten Art, welche zu einem Mangel an Deutlichkeit im Bilde Anlaß geben, hat der Anordner eines optischen Instruments auf alle Weise zu umgehen, und die vielen bei dem Doppeloculare noch offen bleibenden Größen gestatten dieß auf mehrere Arten zu thun. Das oben erwähnte, von Fraunhofer in den von ihm erbauten Instrumenten gebrauchte ist eines von denen, wodurch sowohl die sphärische wie die chromatische Aberration in den Oculargläsern fast gänzlich gehoben wird. In neuester Zeit sollen jedoch von Kellner Oculare ausgeführt worden sein, deren Leistungen alle frühern noch übertreffen.

Die in (δ.) gegebene Bestimmung des Gesichtsfeldes setzt indessen voraus, daß das Instrument einen wirklichen Augenpunkt liefere; hat es einen blos eingebildeten Augenpunkt, so hat man die Gleichung (5. e.), nämlich:

$$\psi = \frac{G_2}{a_2 m_3}$$

zur Bestimmung der Größe des Gesichtsfeldes in Anwendung zu bringen, oder weil unter Voraussetzung eines deutlichen Sehens durch das Instrument und einer converen Ocularlinse nahezu $a_2 = - f_3$ wird, kann man die letzte Gleichung auch so schreiben:

$$\psi = - \frac{G_2}{f_3 m_3} .$$

Denkt man sich nun in der Fig. 133. unter den Bildern $A'F'$, $A''F''$ die größten vom Gesichtsfeld zulässigen Dimensionen, so wird G_2 durch die Dimension $A''F''$ als positive oder negative Größe dargestellt, je nachdem $A''F''$ dieselbe oder die umgekehrte Stellung wie der Gegenstand selber hat. Aus den in dieser Figur auftretenden ähnlichen Dreiecken $O_1 A''F''$ und $O_1 n' N_3$ aber findet man, weil $n' N_3$ der Radius y_3 der Ocularlinse, und $O_1 n'$ der bisherigen Bezeichnung gemäß gleich $\varDelta_2 + b'$, so wie $O_1 A'' = - b_2 + b'$ ist:

$$\varDelta_2 + b' : - b_2 + b' = y_3 : G_2 ,$$

woraus sich

$$G_2 = \frac{b' - b_2}{\varDelta_2 + b'} y_3 = \frac{1 - b_2 \frac{1}{b'}}{1 + \varDelta_2 \frac{1}{b'}} y_3$$

ergiebt, und diese geht, wenn man für $\frac{1}{b'}$ seinen Werth aus der im vorigen Paragraph gegebenen Gleichung (7. d.) in sie einsetzt, über in:

$$G_2 = \frac{1 - \frac{b_2}{f_2} - \frac{b_2}{\Delta_1}}{1 + \frac{\Delta_2}{f_2} + \frac{\Delta_2}{\Delta_1}} y_3,$$

wofür man, weil in allen Fernröhren sowohl als Mikroscopen $\frac{b_2}{\Delta_1}$ und $\frac{\Delta_2}{\Delta_1}$ stets kleine Brüche sind, setzen kann:

$$G_2 = \frac{f_2 - b_2}{f_2 + \Delta_2} y_3,$$

wenigstens so lange, als nicht $f_2 + \Delta_2$ der Null sehr nahe rückt. Durch diesen Werth von G_2 wird der so eben erhaltene Ausdruck für die Größe ψ des Gesichtsfeldes:

$$\psi = - \frac{y_3}{f_3 m_3} \cdot \frac{f_2 - b_2}{f_2 + \Delta_2}$$

oder

$$\psi = - \frac{\omega_3}{m_3} \cdot \frac{f_2 - b_2}{f_2 + \Delta_2}.$$

Aus dieser Gleichung ersieht man, daß die Größe des Gesichtsfeldes bei einem aus drei Linsen zusammengesetzten Instrumente mit eingebildetem Augenpunkte sehr abhängig ist von der Brennweite der Collectivlinse und dem Abstande des durch sie erzeugten Bildes von ihr.

Wird zu einem blos aus zwei Linsen zusammengesetzten Instrumente eine concave Ocularlinse genommen, wie dieß bei den sogenannten Galileischen Fernröhren der Fall ist, so erhalten diese jederzeit einen blos eingebildeten Augenpunkt, und man hat deren Gesichtsfeld mittelst der im vorigen Paragraph gegebenen Gleichung (8. f.) aufzusuchen in einer Weise, die der eben bei drei Linsen gebrauchten Herleitung analog ist, und die sich leicht mittelst der diesem besondern Fall entsprechenden Figur auffinden läßt. Man findet so die Größe des Gesichtsfeldes:

$$\psi = \frac{\omega_2}{m_2} \left(1 + \frac{f_2}{\Delta_1}\right),$$

also ein wenig größer, als eine einfache convexe Ocularlinse es giebt. Jedoch hat man bei Instrumenten mit imaginärem Augenpunkt nicht zu übersehen, daß die Axenstrahlen von diesem Punkte aus divergiren, und daß man daher bei ihnen mit dem Auge über das Ocular, wenn dieses größer als die Pupille ist, sich hinweg bewegen muß, um das ganze Gesichtsfeld zu entdecken, was allerdings ein Uebelstand bei der Art Instrumenten ist.

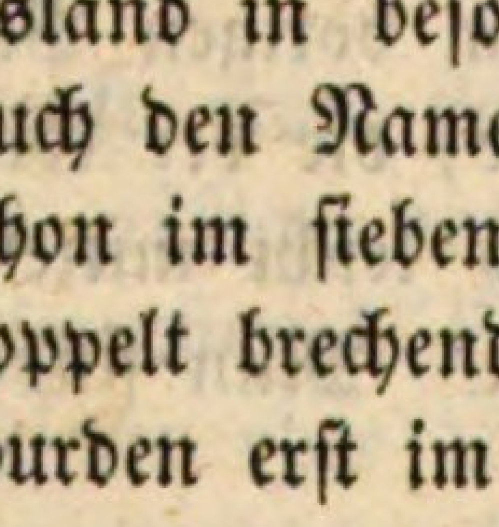
§. 125. Von der doppelten Brechung des Lichts.

Alles bisher von der Brechung des Lichts an den Grenzflächen durchsichtiger Körper Ausgesagte gilt nur unter der Voraussetzung, daß ein einfacher, auf den durchsichtigen Körper einfallender Lichtstrahl auch nachdem er in das Innere des durchsichtigen Körpers eingedrungen ist, einfach bleibe, in welchem Falle wir die Brechung eine einfache nennen, wie schon in der Ueberschrift des §. 114. geschehen ist. Diese einfache Brechung findet bei sehr vielen durchsichtigen Körpern statt, wie es scheint, in allen luftförmigen, in den meisten wasserförmigen und in sehr vielen festen Körpern; indessen giebt es namentlich unter den durchsichtigen festen Körpern auch solche, in denen ein auf sie einfallender Lichtstrahl sich nach seinem Eintritt in dieselben im Allgemeinen in zwei andere spaltet, welche von der Eintrittsstelle aus nach verschiedenen Richtungen hin sich in dem durchsichtigen Körper fortbewegen.

Solche durchsichtige Körper nennt man doppelt brechende, und die Art, wie sich ein Lichtstrahl bei seinem Eintritt in einen doppelt brechenden Körper in zwei andere spaltet, wird die doppelte Brechung dieses Körpers genannt. Erst in der neuesten Zeit ist man dahinter gekommen, daß alle durchsichtigen Krystalle, die nicht zum regelmäßigen Systeme gehören, doppelt brechende Körper sind, in welchen aber meistens die Richtungen, längs welcher die beiden gespaltenen Lichtstrahlen fortgehen, so wenig von einander verschieden sind, daß ihr Doppeltsein dem Beobachter leicht entgehen konnte; daher kam es denn auch, daß in den frühern Jahrhunderten diese Art von doppelt brechenden Körpern größtentheils verborgen blieb. Nur einer von ihnen, in welchem die Trennung der beiden gespaltenen Lichtstrahlen besonders beträchtlich ist, der kohlensaure Kalk oder Kalkspath nämlich, welcher in Island in besonders großen und schönen Stücken gefunden wird, und daher auch den Namen des isländischen Doppelspaths erhalten hat, wurde schon im siebenzehnten Jahrhundert von Bartholin in Kopenhagen als ein doppelt brechender Körper erkannt; aber die Gesetze seiner doppelten Brechung wurden erst im folgenden Jahrhundert von Huyghens aufgefunden.

Um die Art, wie der Kalkspath einen einfallenden Lichtstrahl in zwei andere spaltet, leicht angeben zu können, müssen wir vor Allem seine Krystallgestalt näher kennen lernen. Dieses Mineral spaltet parallel mit dreien Ebenen besonders leicht und liefert einen durch sechs rhombische Flächen begrenzten Körper. Seine Kerngestalt ist ein in Fig. 134. versinnlichtes Rhomboeder, in welchem zwei einander gegenüber liegende Ecken A und B aus drei gleich großen stumpfen Winkeln gebildet sind, während alle übrigen Ecken des Rhomboeders immer aus zwei spitzen

Fig. 134.



und einem stumpfen Winkel bestehen; es ist daher die Gerade AB die krystallographische Axe des Rhomboeders, welche mit den drei von ihren Enden auslaufenden Kanten dieses Krystalls gleiche Winkel bildet. Eine Richtung in einem Kalkspathe, welche mit seiner krystallographischen Axe parallel läuft, heißt seine optische Axe. Jede durch die optische Axe gehende Ebene wird ein Hauptschnitt des Krystalls genannt.

Untersucht man im Kalkspathe die beiden Lichtstrahlen, in welche ein und derselbe einfallende Strahl sich spaltet, genauer, so findet man, daß der eine von beiden stets das oben aufgeführte Gesetz der einfachen Brechung befolgt, und daß das Verhältniß vom Sinus des Einfallswinkels zum Sinus des Brechungswinkels bei ihm unveränderlich das 1 zu 0,6045 ist; diesen Theil des gespaltenen Lichtstrahls nennt man daher den gewöhnlich gebrochenen, oder den ordentlichen Lichtstrahl. Der andere Theil des gespaltenen Strahles dagegen befolgt das Gesetz der einfachen Brechung nicht, denn weder bleibt dieser mit dem Einfallslothe und dem einfallenden Strahl stets in einer und derselben Ebene, noch hat bei ihm der Sinus des Einfallswinkels zum Sinus des Brechungswinkels stets ein und dasselbe Verhältniß, vielmehr wechselt dieses von 1 : 0,6045 bis zu 1 : 0,6742 ab; diesen Theil des gespaltenen Strahls nennt man aus diesem Grunde den außergewöhnlich gebrochenen oder den außerordentlichen Strahl.

Um die Eigenthümlichkeiten des außergewöhnlich gebrochenen Strahls ausführlicher und zugleich auf eine Weise anzugeben, wodurch die Natur der Doppelbrechung anschaulicher hervortritt, mögen hier noch folgende Eigenschaften derselben stehen:

A. Der außergewöhnlich gebrochene Strahl liegt wie der gewöhnlich gebrochene in der Einfallsebene, wenn diese ein Hauptschnitt ist, d. h. mit der Axe des Krystalls parallel läuft, und außerdem auch noch, wenn die Einfallsebene senkrecht zur Axe steht, in jedem andern Falle aber tritt der außergewöhnlich gebrochene Strahl aus der Einfallsebene heraus und verläßt schon deßwegen das Gesetz der einfachen Brechung.

B. Es fällt der außerordentliche Strahl mit dem ordentlichen zusammen, wenn der einfallende Strahl senkrecht auf eine Fläche des Kalkspaths fällt, die senkrecht zu seiner Axe an ihm angeschliffen worden ist. In diesem Falle spaltet sich der einfallende Lichtstrahl nicht in zwei andere, und die Doppelbrechung zeigt sich nicht.

C. Die Doppelbrechung tritt hingegen jedesmal auf, wenn die Einfallsebene senkrecht zur Axe des Krystalls steht. In diesem besondern Falle liegt der außergewöhnlich gebrochene Strahl nach A stets in der Einfallsebene und befolgt auch überdieß ganz das Gesetz der einfachen Brechung, nur

weicht sein Brechungsverhältniß 1 : 0,6742 am weitesten von dem des gewöhnlich gebrochenen Strahles ab.

D. In jedem andern Falle bleibt der außergewöhnlich gebrochene Strahl zwar in der Einfallsebene, wenn diese ein Hauptschnitt des Krystalls ist, aber sein Brechungsverhältniß ändert sich mit seiner Stellung zur Axe des Krystalls ab; es kommt dem des gewöhnlich gebrochenen Strahles um so näher, je kleiner der spitze Winkel ist, den der einfallende Lichtstrahl mit der Krystall-Axe macht, und es weicht um so mehr davon ab, je mehr sich dieser Winkel einem rechten nähert.

In neuern Zeiten hat man noch viele andere Krystalle gefunden, welche dieselben Eigenschaften besitzen, wie sie so eben von A. bis D. angegeben worden sind. Man nennt solche Krystalle einaxige; unter diese hat man alle zum rhomboedrischen oder pyramidalen Systeme gehörigen Krystalle zu rechnen, jedoch sind diese von verschiedener Art. Bei den einen macht der ungewöhnlich gebrochene Strahl, da wo er in der Einfallsebene liegt, mit dem Einfallslothe einen größern Winkel als der gewöhnlich gebrochene Strahl, bei den andern aber ist der Winkel, den der ungewöhnlich gebrochene Strahl mit dem Einfallslothe macht, kleiner als der, den der gewöhnliche gebrochene Strahl damit macht; jene nennt man negative, diese positive, beide jedoch immer einaxige Krystalle, wegen der in B. aufgeführten Eigenschaft derselben. Zuletzt hat man sich noch überzeugt, daß alle Krystalle, welche weder zum rhomboedrischen, noch zum pyramidalen Systeme gehören (und auch nicht zum regelmäßigen, denn diese letztern sind sämmtlich einfach brechende Mittel), ebenfalls die doppelte Brechung besitzen, jedoch in anderer Art als die bisher beschriebenen. In ihnen lassen sich zwei Richtungen auffinden, welche die in B. beschriebene Eigenschaft besitzen, nämlich einen einfallenden Strahl nicht in zwei andere zu spalten, wenn er senkrecht auf eine an sie angeschliffene Fläche fällt, die senkrecht auf einer von diesen beiden Richtungen steht. Aus diesem Grunde giebt man einer jeden dieser beiden Richtungen den Namen einer optischen Axe und nennt die Krystalle dieser letztern Art optisch zweiaxige. In neuester Zeit hat die von Grimaldi entdeckte Beugung des Lichts in Verbindung mit der Eigenthümlichkeit der doppelt brechenden Körper dahin geführt, das Licht für nichts weiter anzusehen, als für ein Resultat der Wellenbewegung eines überall im Weltenraume vorhandenen höchst feinen Stoffes, der auch im Innern der Körper verbreitet ist. So entstand in wenig Jahren ein neues scientifisches Gebäude, die Lichtwellenlehre oder Undulationstheorie, das an Glanz und Schönheit alle andern bei Weitem übertrifft.

§. 126. Von den Gesichts-Täuschungen.

Es giebt mehrere Ursachen, in Folge welcher unser Auge unter Umständen betrogen werden kann. Ein Grund zu solchen Irrungen liegt darin, daß unser Auge einen Gegenstand nicht unmittelbar, sondern nur das von dem Gegenstande auf seine Netzhaut hingeworfene Bild empfindet, und in Folge dessen die Größe des Gegenstandes nur als scheinbare Größe, d. h. im Verhältniß zu seiner Entfernung wahrnimmt. Wird es daher hinsichtlich seiner Entfernung getäuscht, so täuscht es sich selber bezüglich seiner Größe, und umgekehrt. Aus diesem Grunde hält es einen über eine Anhöhe oder über einen Wald hervorragenden Thurm für kleiner, als er wirklich ist, wie es mir selber stundenlang, von Basel kommend, mit dem Straßburger Münster ergangen ist. Zuweilen, bei geringer Aufmerksamkeit, kann es wohl geschehen, daß es einen großen Vogel für eine Fliege oder umgekehrt ansieht. Sonne und Mond erscheinen bei ihrem Auf- oder Untergang größer zu sein, als wenn sie höher am Himmelsgewölbe stehen.

Ein anderer Grund zu derlei Täuschungen besteht darin, daß ein Lichteindruck im Auge nicht sogleich mit dessen Veranlassung wieder verschwindet, sondern noch eine kurze Zeit hindurch nach dem Weggang der Veranlassung nachempfunden wird. Hieraus entstehen unvermeidliche Täuschungen des Auges. — So erscheint dem Auge eine glühende Kohle, welche im Dunkeln schnell in einem Kreise herumgeschwungen wird, in der Gestalt eines leuchtenden Kreises. Eine Papierscheibe, auf deren eine Seite ein Vogel und auf deren andere ein Käfig gezeichnet wird (Thaumatrop), läßt den Vogel im Käfig verweilend erscheinen, wenn die Scheibe um ihren Durchmesser in rasche Drehung versetzt wird. — Dahin gehört auch die bemerkenswerthe Täuschung des Auges, wenn es durch ein Gitter hindurch auf die Speichen eines schnell vorüberrollenden Rades hinsieht; es sieht dann nicht das Drehen des Rades, sondern es wird statt dessen unbewegliche Curven auf der Radfläche gewahr. — Aehnlichen unvermeidlichen Täuschungen ist das Auge preisgegeben, wenn man eine Scheibe in Sectoren abtheilt und diese mit verschiedenen Farben überzieht; wird dann diese Scheibe (Farbenspindel) um eine durch ihre Mitte gehende und senkrecht auf ihr stehende Axe in sehr rasche Drehung versetzt, so sieht es nicht mehr die Farben einzeln, sondern ein Gemenge von allen. Man bedient sich dieses Mittels häufig, um zu zeigen, daß ein Gemenge von hellblau und hellgelb grün, ein Gemenge von dunkelblau und orange in den rechten Verhältnissen grau (dunkles Weiß), die sämmtlichen Farbengattungen des Farbenbildes in den gehörigen Abstufungen mit einander gemischt, ein in's Dunkle spielendes Weiß erzeugen, u. s. f. — Eine artige Täuschung dieser Art bringen auch die sogenannten stroboscopischen oder Wunder-Scheiben zu Stande. Auf eine in viele gleich große Sectoren abgetheilte weiße

Scheibe wird irgend ein Gegenstand so in die auf einander folgenden Sectoren eingezeichnet, wie ihn das Auge in den auf einander folgenden Zeitabschnitten sehen würde, wenn er irgend eine ihm vorgeschriebene Bewegung macht; wird dann diese Scheibe auf einer größern, an deren Rande den verschiedenen Sectoren entsprechend Löcher eingebohrt worden sind, befestigt, und setzt man diese Scheiben in rasche Drehung, während man vor einem Spiegel stehend von hinten durch die Löcher der größern Scheibe sieht, so daß im Spiegel die bemalten Sectoren der kleinern Scheibe gesehen werden, so wird das den Gegenstand im Spiegel gewahr werdende Auge gezwungen, ihm die vorgeschriebene Bewegung beizulegen, um so reiner, je mehr Sectoren auf die Scheibe eingetragen worden sind.

Ein dritter Grund zu Augentäuschungen liegt in dem Umstande, daß das Auge, welches einem starken Lichte lange Zeit hindurch preisgegeben ist, gegen dieses unempfindlicher wird, und deßhalb gleiche Eindrücke, namentlich wenn diese beträchtlich schwächer sind als die ursprünglichen, nicht mehr empfindet. — So wird ein Auge, das längere Zeit und unverrückt eine von der Sonne stark beleuchtete weiße Fläche betrachtet hat, wenn es sich von da gegen eine schwach beleuchtete weiße Wand kehrt, auf dieser einen dunkeln Flecken von derselben Form gewahr, welche zuvor die stark beleuchtete Fläche hatte. Dieser dunkle Fleck erleidet nach und nach Veränderungen seiner Größe und Farbe nach, welche von der sich wiederherstellenden Thätigkeit des Auges herzurühren scheinen.

Hiebei verdient es eine besondere Beachtung, daß dieses Abgestumpftwerden des Auges sich nicht allein auf die Stärke des Lichteindrucks als solchen, sondern auch auf die besondere Modifikation desselben bezieht. Das Auge kann auf die beschriebene Weise unempfindlich gemacht werden blos gegen gewisse im weißen Lichte enthaltene Farbenstrahlen. — Sieht man starr und lange auf ein Stückchen stark beleuchtetes Scharlachtuch oder auf ein Blatt von einer kräftig zinnoberrothen Blume und kehrt sodann das Auge gegen die schwach erleuchtete weiße Wand, so wird man auf dieser einen hellblauen Flecken von der gleichen Gestalt wahrnehmen. Eben so ruft eine im Auge durch eine stark beleuchtete hellblaue Fläche bewirkte Ermüdung in diesem an einer schwach weißen Wand einen zinnoberrothen Flecken hervor; wie denn überhaupt jede rein und stark leuchtende Farbe unter den angeführten Umständen aus einem schwachen Weiß immer ihre Gegenfarbe (complementäre Farbe) hervortreten läßt. Bei dieser Art von Versuchen darf man indessen nie aus den Augen verlieren, daß unsere farbigen Körper (Farbestoffe) dadurch farbig erscheinen, daß sie einen Theil der Strahlen des auf sie fallenden Lichtes verschlucken, und einen Theil zurückwerfen, und daß dieser zurückgeworfene Theil nur selten Strahlen von einer und derselben im Farbenbilde enthaltenen Farbengattung in sich begreift; ist er aber aus mehreren Farbengattungen zusam-

mengesetzt, so wird auch seine Gegenfarbe eine zusammengesetzte werden müssen, was auf den Erfolg einigen Einfluß haben kann. Ueberhaupt kann man bei dergleichen Versuchen nie genug darauf sehen, daß die Farben auch wirklich das genau sind, wonach sie ihren Namen tragen; zuweilen läßt die Gegenfarbe eine Verunreinigung der Hauptfarbe erkennen, die sich zuvor verborgen hatte.

Hieher gehört auch die Entstehung der sogenannten gefärbten Schatten. Die gefärbten Schatten lassen sich am besten darstellen, wenn man in dem Laden eines verfinsterten Zimmers zwei Oeffnungen von einiger Größe anbringt, dann wird ein in der gehörigen Entfernung angebrachter, undurchsichtiger Körper zwei Schatten werfen, von denen der eine der einen Oeffnung, der andere der andern Oeffnung angehört. Beide Schatten werden grau erscheinen, wenn zu den Oeffnungen weißes Licht eintritt, weil auf den Schatten der einen Oeffnung doch noch Licht von der andern Oeffnung fällt; setzt man aber vor die eine Oeffnung ein farbiges Glas, so erscheint der von der andern Oeffnung herrührende Schatten in dieser Farbe, der andere dagegen in ihrer Gegenfarbe. Diese Gegenfarbe wird veranlaßt durch die stärkere Einwirkung der Hauptfarbe auf unser Auge, jedoch ist es auffallend, daß diese Gegenfarbe sich noch sehen läßt, wenn man sie durch ein Rohr betrachtet, wodurch alle andern Stellen ausgeschlossen werden, und selbst dann noch, wenn während des Beschauens das farbige Glas mit einem andern verwechselt wird; daß aber dieser Schein sogleich verschwindet, und die Gegenfarbe des neuen farbigen Lichts sich einstellt, so wie man das Rohr, wodurch man sieht, vom Auge wegnimmt. Es scheint dieß anzudeuten, daß die Abstumpfung des Auges gegen den Eindruck eines farbigen Lichts viel schneller aufgehoben wird, wenn andere Farben auf dasselbe einzuwirken Gelegenheit erhalten, als wenn dieß nicht der Fall ist.

Kapitel VI.

Neue, bis 1800 fast ganz verborgen gebliebene Eigenschaften des Lichts, und daraus allmälig sich entwickelnde, bessere Einsicht in die Natur des Lichtes selber.

---

§. 127. Von der Interferenz des Lichtes.

Wir haben schon im Eingange zum vorigen Kapitel erwähnt, daß nahe vor zweihundert Jahren durch Grimaldi die Wahrnehmung gemacht worden ist, daß die Fortschreitung desjenigen Lichtes, welches an den Rändern un-

durchsichtiger Körper vorbeigeht, nicht ganz genau in gerader Linie geschieht. Der genannte sehr sorgfältige Beobachter überzeugte sich, daß der Schatten eines schmalen, undurchsichtigen Körpers, wenn dieser Körper in einen durch eine sehr feine Oeffnung eindringenden Lichtkegel gehalten wird, eine größere Breite annimmt, als dessen Begrenzung nach sich zieht, und eben so überzeugte er sich, daß jener in's Zimmer eindringende Lichtkegel breiter wird, als es unter Voraussetzung geradliniger Lichtstrahlen der Fall sein könnte. Diese bis dahin gänzlich unbekannten Lichtwirkungen wurden von deren Entdecker einer besondern Eigenthümlichkeit des Lichtes zugeschrieben, die derselbe in dem Worte Diffraction des Lichtes aussprach; später jedoch bediente man sich lieber zur Andeutung dieser Art von Erscheinungen des Wortes Beugung oder Inflexion des Lichtes, wobei man die von Grimaldi aufgestellten theoretischen Vorstellungen ganz zur Seite liegen ließ.

Diese Beugungsversuche wurden seit jener Zeit durch andere Physiker bestätigt, vielfach abgeändert und erweitert. Man hatte die im Innern des Schattens schmaler Körper entstehenden abwechselnd hellen und dunklen, mit den Rändern des Schattens parallelen Streifen, so wie auch analoge aber zusammengesetztere Streifen außerhalb der Schattengrenze aufgefunden, und hatte bemerkt, daß sich diese Streifen im weißen Lichte in Farben auflösen. Man hatte sich viele Mühe gegeben, die Abhängigkeit dieser Streifen ihrer Art und Menge nach von den übrigen Umständen des Versuchs zu erkennen. Die Experimentirkunst wurde durch solche Bestrebungen nach verschiedenen Seiten hin erweitert, doch dienten sie keineswegs dazu, das Dunkel, welches noch über allen diesen Versuchen lag, zu verscheuchen. Man fand den innern Zusammenhang nicht auf, durch welchen alle in diesen Versuchen vorkommenden Einzelnheiten unter einander verbunden waren, und konnte daher nicht klar in dieser Sache sehen. Es war dem neunzehnten Jahrhundert vorbehalten, die Räthsel zu enthüllen, womit sich dieser Gegenstand umzogen hatte.

Nicht früher als im Jahre 1801 machte Thomas Young in England Versuche bekannt, die ohne Widerrede darthaten, daß die bei den Beugungsversuchen im Innern des Schattenraums sich zeigenden abwechselnd hellen und dunklen Streifen ein Ergebniß der Zusammenwirkung von den beiden an den Rändern des undurchsichtigen Körpers vorbeigehenden und zum Theil in den Schattenraum sich hineinziehenden Lichtportionen seien. Young machte es nämlich durch einen auf der einen Seite des Schatten gebenden Körpers angebrachten Schirm dem Licht auf dieser Seite unmöglich, sich in den Schattenraum, in welchem sich gewöhnlich die Streifen bildeten, hinein zu ziehen, wo dann alle im Schattenraum gebildeten Streifen sogleich bis auf die letzte Spur verschwanden, und einem gleichmäßig vertheilten schwachen Lichte Platz machten, das von der Lichtportion herrührte, die sich von der andern Seite her theilweise in den Schattenraum hineinzog. Dieses schwache Licht gieng

erst dann verloren, wenn auch noch auf der andern Seite ein Schirm angebracht wurde. Dabei machte es keinen Unterschied, ob der Schirm vor oder hinter dem Schatten werfenden Körper angebracht war, wenn er nur weit genug über den Rand dieses Körpers ragte, um von der Seite des Schirms kein Licht in den Schattenraum hinein gelangen zu lassen. Diese Versuche ließen keinen Zweifel übrig, daß wenn die von beiden Seiten in den Schattenraum hineingezogenen Helligkeiten sich über einander legen, an Stellen eine geringere Helligkeit entstehen kann, als die ist, welche jede Seite für sich erzeugt, indem die dunklern, in den Beugungsversuchen entstehenden Streifen ganz schwarz erscheinen. Aus diesen Thatsachen geht mit Nothwendigkeit hervor, daß ein erleuchteter Körper unter gewissen Umständen durch den Hinzutritt von noch mehr Licht wieder dunkler werden könne, ein Satz, der schon von Grimaldi in der Schrift, worin er zuerst seine Diffractionsversuche bekannt machte, aufgestellt worden war, bei den damaligen Physikern aber, weil die Thatsachen, aus denen er seine Schlüsse zog, minder augenfällig waren, fast keinen Eingang fand. Young aber, der in Folge der von ihm angestellten, so eben besprochenen Versuche in die Richtigkeit des von Grimaldi ausgesprochenen Satzes keinen Zweifel mehr setzen konnte, that einen Schritt weiter, und sprach sich dahin aus, daß diese Besonderheit des Lichtes nur dadurch erklärbar werde, daß man sich das Licht, wie schon früher die Ansicht von Huyghens und noch einigen andern Physikern von Bedeutung war, als aus den Schwingungen der Theilchen eines übrigens völlig unbekannten Mittels, dem man indeß schon vordem den Namen Aether beigelegt hatte, erzeugt vorstellt. Dieser Vorstellung gemäß hätte man sich unter Licht nichts anderes zu denken, als die Einwirkung von den Schwingungen der Aethertheilchen auf unser Auge, ähnlich wie man den Schall als durch Schwingungen der Lufttheilchen in unserm Ohre erzeugt anzunehmen pflegt. Lassen wir hierbei die Stärke des Lichteindrucks im Auge in der gleichen Weise von der Schwingungsweite der Aethertheilchen abhängig sein, wie die Stärke des Schalls im Ohre von der Schwingungsweite der Lufttheilchen, so müssen wir einräumen, daß Licht, welches in unserm Auge eine gleiche Empfindung hervorbringt, sich doch noch dadurch eins vom andern unterscheiden kann, daß im einen die Schwingungen der Aethertheilchen in anderer Weise geschehen, als im andern.

Faßt man das Licht als Schwingungen von materiellen Theilchen auf, so kann man einsehen, wie zweierlei Lichterregungen, die sich an einer und derselben Stelle begegnen, einander schwächen und wohl auch gänzlich aufheben können. In dem Falle nämlich, wo beide Erregungen jedes Aethertheilchen zu jeder Zeit längs derselben Geraden antreiben, kann es geschehen, daß das Theilchen zu derselben Zeit von beiden Erregungen nach der gleichen Seite hin in Bewegung gesetzt wird; dann wird das Theilchen durch die

vereinte Wirkung der beiden Erregungen in eine stärkere Bewegung, als aus jeder Erregung einzeln hervorgeht, nach dieser Seite hin versetzt werden. Es wird also die Schwingungsweite des Aethertheilchens und die davon abhängige Lichtstärke jetzt größer werden müssen, als die in jeder einzelnen Erregung. In einem andern Falle können aber auch die beiden Lichterregungen, deren Schwingungsrichtungen wir einander parallel annehmen, von solcher Art sein, daß zu derselben Zeit, wo die eine das Aethertheilchen nach der einen Seite hin antreibt, die andere dasselbe Aethertheilchen nach der entgegengesetzten Seite hin in Bewegung zu setzen strebt; dann wird eine verminderte Schwingungsbewegung und wohl auch ein völliges in Ruhekommen des Aethertheilchens aus der gleichzeitigen Einwirkung der beiden Erregungen auf es hervorgehen, und es wird in Folge die Lichtempfindung, welche dieses Theilchen bewirkt, geschwächt, wenn nicht vernichtet sein. Die Uebereinstimmung oder der Widerstreit, in welchen die beiden Schwingungen erzeugenden Lichterregungen zu einander stehen, bezeichnete Young durch das der englischen Sprache angehörige Zeitwort to interfere, weßwegen später alle Fälle solcher Art, wo aus zweierlei Lichterregungen eine beträchtliche Ungleichheit in der Lichtstärke an verschiedenen Stellen hervorgeht, mit dem Namen der Interferenzerscheinungen belegt worden sind. Young gab sich viele Mühe, die bei den Beugungserscheinungen wahrgenommenen Besonderheiten als Folgen von solchen Interferenzen nachzuweisen, wobei er sich in Rechnungen einließ, deren Resultate er mit den Messungen verglich, die Newton früher an verwandten Erscheinungen vorgenommen hatte. Indeß auch diese vortrefflichen Arbeiten des englischen Naturforschers fanden bei seinen Zeitgenossen nur langsamen Eingang, wohl aus dem Grunde, weil die Darstellung des Gegenstandes noch nicht faßlich genug war. Indem wir jetzt dieselbe Sache in einer glücklicheren Form wiedergeben werden, machen wir zuvor auf folgende, schon aus Young's Anschauungsweise mit Nothwendigkeit hervorgehende Eigenthümlichkeiten des Lichtes, als Schwingungen aufgefaßt, aufmerksam.

Die aus zwei gleichzeitig wirkenden Lichterregungen möglicher Weise hervorgehende Schwächung oder auch völlige Aufhebung der Lichtempfindung kann nur dann in sehr merklichem Grade eintreten, wenn die Schwingungsrichtungen in den beiden Lichterregungen einander entweder völlig oder doch nahehin parallel sind. Wenn die Schwingungsrichtungen in den beiden Lichterregungen senkrecht auf einander stehen, so kann die aus beiden Erregungen sich bildende Schwingung keinenfalls von einem geringern Umfang werden, als die aus jeder einzelnen Erregung entspringende, schon darum, weil die Mittelkraft zweier senkrecht auf einander stehender Kräfte, dem Parallelogramm der Kräfte zur Folge, durch die Diagonale eines Rechtecks dargestellt wird, dessen Seiten jene Kräfte sind, weßhalb die Mittelkraft nie kleiner als jede von den Seitenkräften ausfallen kann. Hieraus läßt sich der Schluß ziehen, daß zwei Licht-

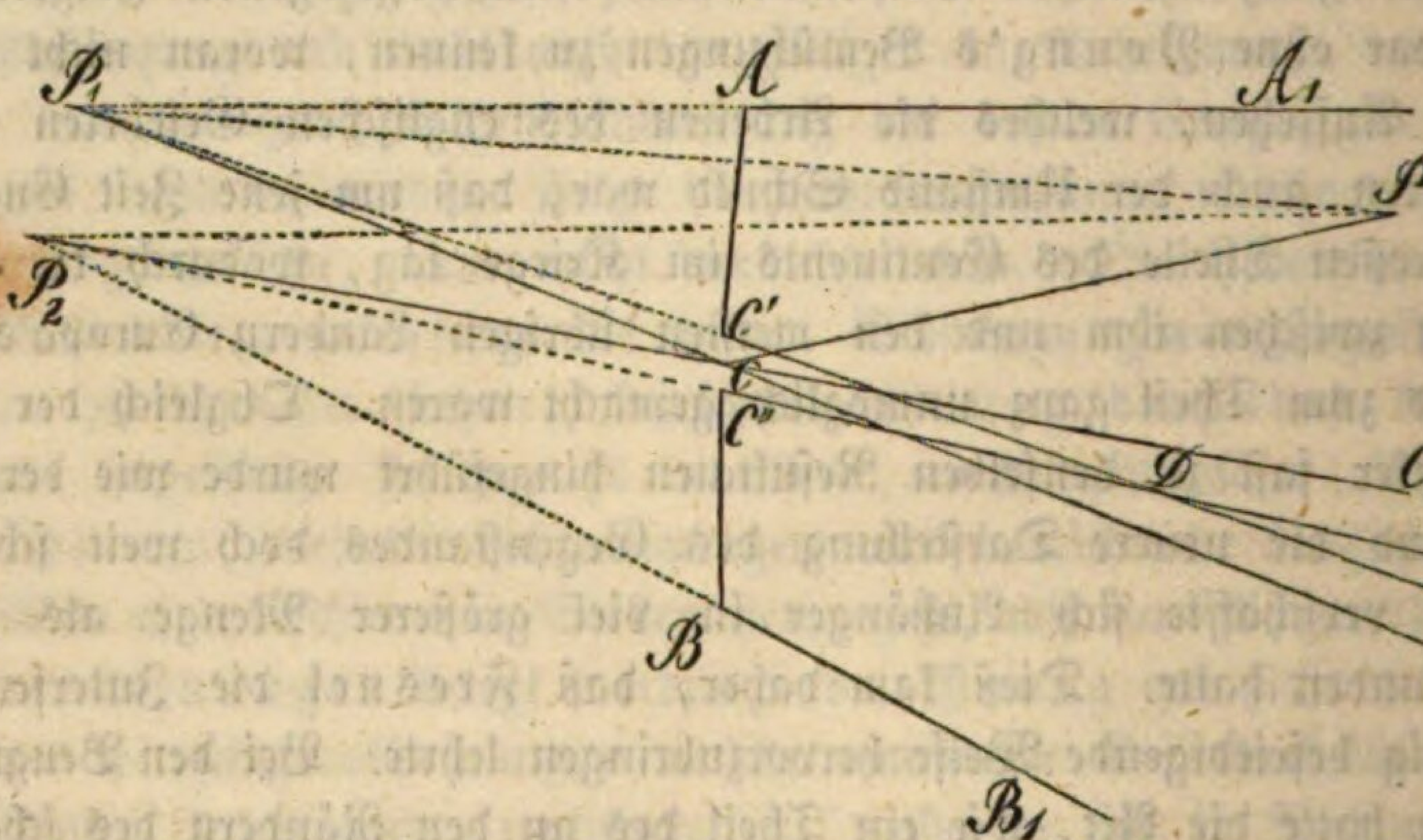
erregungen, deren Schwingungsrichtungen senkrecht, oder auch nur nahe senkrecht auf einander stehen, sich nicht gegenseitig zur Wirkungslosigkeit herabstimmen können. Auch kann man sich leicht überzeugen, daß die aus zweierlei Lichterregungen, deren Schwingungsrichtungen einen Winkel von beträchtlicher Größe mit einander machen, hervorgehenden Schwingungen im Allgemeinen nicht mehr in gerader Linie geschehen werden, selbst wenn dieß bei den Schwingungen einer jeden einzelnen Erregung der Fall ist.

Im Jahre 1815, also beträchtlich später als Young, trat Fresnel in Frankreich mit ganz ähnlichen Versuchen und daraus gezogenen Folgerungen auf, und zwar ohne Young's Bemühungen zu kennen, woran nicht allein das geringe Aufsehen, welches die Arbeiten des englischen Gelehrten erregt hatten, sondern auch der Umstand Schuld war, daß um jene Zeit England mit einem großen Theile des Continents im Kriege lag, wodurch die Communicationen zwischen ihm und den meisten übrigen Ländern Europa's sehr erschwert und zum Theil ganz unmöglich gemacht waren. Obgleich der französische Physiker fast zu denselben Resultaten hingeführt wurde wie der englische, so fand die neuere Darstellung des Gegenstandes doch weit schneller Beifall und verschaffte sich Anhänger in viel größerer Menge als zuvor Young gefunden hatte. Dieß kam daher, daß Fresnel die Interferenzen auf eine völlig befriedigende Weise hervorzubringen lehrte. Bei den Beugungserscheinungen hatte die Art, wie ein Theil des an den Rändern des schattengebenden Körpers vorbeigehenden Lichtes sich in den Schatten selbst hineinzieht, zu jener Zeit noch etwas Unerklärbares, und diese Unerklärbarkeit wurde die Quelle von Zweifeln, wodurch sich Viele abwendig machen ließen, das Licht als Schwingungen von materiellen Theilchen anzusehen. Fresnel fand das Mittel auf, die Interferenzen unabhängig von den Beugungserscheinungen darzustellen. Der hierbei von Fresnel ausgeführte Versuch gab den Grundstein zu der von da ab sich rasch entwickelnden Lichtwellenlehre her, daher werden wir ihn mit der Ausführlichkeit besprechen, die ihm schon dieses Umstandes halber gebührt.

Fresnel kam auf den glücklichen Gedanken, daß da das Licht, welches aus einer sehr kleinen leuchtenden Oeffnung herkommt und an den Rändern eines schmalen undurchsichtigen Körpers vorübergeht, bei den Beugungsversuchen dadurch Interferenzen bildet, daß sich ein Theil des Lichts zu beiden Seiten auf eine schwer begreifliche Weise in den Schatten hineinzieht, so werden solche Interferenzen auch da entstehen, wo nahe neben einander liegende Portionen des aus der kleinen Oeffnung hereinströmenden Lichtes durch Mittel, deren Wirkungsweise genau bekannt ist, nach einem und demselben Orte hingelenkt, und hier auf einander einzuwirken veranlaßt werden. Giebt die Art, wie die beiden Lichterregungen in einandergreifen, zu keinem Zweifel mehr Anlaß, so läßt sich ein weit sicherer Blick in den Hergang des Versuches

werfen. Den so gefaßten Gedanken führte der französische Physiker auf die folgende Weise aus. Er nahm zwei Streifen aus einem Stücke Spiegelglas, deren hintere Flächen er, um eine doppelte Reflection zu vermeiden, matt schliff und mit schwarzer Farbe überzog. Diese beiden Streifen stellte er lothrecht so neben einander auf, daß ihre vordern Flächen in einer geraden Linie sich berührten, und einen Winkel mit einander bildeten, der nur um sehr wenig kleiner als 180° war. Stellen (Fig. 135.) AC′ und BC″ die Durchschnitte der beiden

Fig. 135.



Spiegelglasstreifen mit einer Horizontalebene vor, welche Durchschnitte wir uns aber für's Erste bis zur Berührung in C verlängert denken wollen, und stellt P einen in derselben Horizontalebene vor den Spiegeln liegenden leuchtenden Punkt vor, so wird, der Wirkungsweise ebener Spiegel gemäß, das von diesem Punkte auf die Spiegelfläche AC′ auffallende Licht von dieser so zurückgeworfen, als ob es von einem Punkte P_1 herkäme, welcher in der auf AC′ senkrechten Geraden PP_1 eben so weit hinter der Spiegelfläche wie der P vor ihr liegt. Eben so wird das von P aus auf die Spiegelfläche BC″ auffallende Licht von dieser so zurückgeworfen, als ob es von einem Punkt P_2 herkäme, der in der auf BC″ senkrechten Geraden PP_2 eben so weit hinter der Spiegelfläche BC″ wie der P vor ihr liegt Berühren sich daher diese beiden Spiegelflächen, wie wir so eben vorausgesetzt haben, in der Stelle C, so sind die von P_1 aus durch A und C gezogenen Geraden AA_1 und CC_1 die Grenzen des von der Spiegelfläche AC zurückgeworfenen, so wie die von P_2 aus durch B und C gezogenen BB_1 und CC_2 die Grenzen des von der Spiegelfläche BC zurückgeworfenen Lichtes sind. Es ist mithin C_1CC_2 der Raum, in welchem die beiden einander zugelenkten Lichtportionen über einander greifen, in dem daher durch das gleichzeitige Zusammenwirken von zweierlei Lichterregungen Interferenzwirkungen sich zeigen können, und sich auch wirklich zeigen, wenn deren Entstehung nicht durch andere Ursachen vereitelt wird.

Wir haben bis jetzt vorausgesetzt, daß die beiden Spiegelflächen einander vollkommen in der Stelle C berühren, eine solche vollkommene Berührung kann in der Wirklichkeit nicht hergestellt werden. Die einander zugekehrten Enden der Spiegelflächen werden immer, wenn auch nur in einem kleinen Abstande, aus einander stehen. Diese aus einander liegenden Enden sind in der Fig. 135. durch die Punkte C′ und C″ dargestellt. Unter dieser Voraussetzung wird die eine Grenze des von dem Spiegel AC zurückgeworfenen Lichtes von der durch A und C′ gezogenen Geraden $C'C'_1$ bestimmt, so wie die des vom Spiegel BC″ zurückgeworfenen Lichtes durch die Gerade $C''C'_2$, welche verlängert durch den Punkt P_2 geht. Ist D der Durchschnitt dieser beiden Geraden, so ist $C'_1DC'_2$ der Raum, innerhalb welchem die von beiden Spiegeln zurückgeworfenen Lichtportionen in einander greifen, und in dem Lichtinterferenzen sich zeigen können; C′DC″ dagegen ist ein Raum, in welchen durch gewöhnliche Reflection gar kein Licht von den beiden Spiegeln aus gelangen kann; in diesem Raume findet man aber ganz dieselben Erscheinungen, wie im Schatten eines schmalen undurchsichtigen Körpers bei den Beugungsversuchen, wodurch erwiesen ist, daß auch hier das von zwei Seiten kommende Licht sich in den zwischen beiden Lichtportionen liegenden Raum hineinzieht. Diese durch Beugung des Lichts zu Stande kommenden Interferenzen sind indessen unter gewöhnlichen Umständen nur in großer Nähe von den Spiegeln wahrzunehmen, und sind von denen in dem Raume $C'_1DC'_2$ gebildeten durch ihre viel größere Lichtarmuth zu unterscheiden. Die den beiden Spiegeln eigenthümlichen weit kräftigeren Interferenzerscheinungen fangen da an, wo die vorigen aufhören, und sind von da ab in jeder noch größern Entfernung wahrnehmbar, bis das Licht zu schwach wird, um im Auge noch eine merkbare Empfindung hervorbringen zu können. Nur in dem einen Falle, wo die Geraden P_1A und P_2B über A und B hinaus verlängert sich schneiden, ein Fall, der unter gewöhnlichen Umständen nicht leicht eintritt, können über diesen Durchschnittspunkt hinaus keine Interferenzerscheinungen sich sehen lassen, auch wenn an solchen Stellen das Licht noch Stärke genug dazu hätte. Da wo zufällig oder absichtlich die Enden C′ und C″ der beiden Spiegelflächen so weit von einander abstehen, daß die durch P_1 und P_2 gelegten Geraden $C'C'_1$ und $C''C'_2$ beliebig verlängert sich auf der Seite des reflectirten Lichtes gar nicht schneiden, werden die Interferenzerscheinungen ganz und gar unmöglich, können jedoch durch näheres Aneinanderrücken der Spiegel wieder zum Vorschein kommen.

Die beste Art, die in diesem Spiegelapparate sich bildenden Interferenzerscheinungen zu beobachten, ist die, daß man sich in einer Entfernung von ein Paar Fußen vor die beiden Spiegel so stellt, um mit einem Auge sehend in jedem Spiegel ein Bild von dem leuchtenden Punkte wahrzunehmen, welche beide Spiegelbilder nicht weit aus einander liegen werden, wenn, wie wir zur Bedingung gemacht haben, die beiden Spiegelflächen einen Winkel mit einan-

der bilden, der nur um wenig kleiner als 180° ist. Hierauf bewegt man sich nach der einen oder andern Seite, bis der Zwischenraum zwischen den beiden Spiegelflächen dem Auge mitten zwischen jenen beiden Bildern liegend erscheint. Bringt man nun in der Richtung, die von dem visirenden Auge nach dem Zwischenraum der beiden Spiegel geht, durchscheinendes Papier oder mattgeschliffenes Glas an, so werden auf diesem die Interferenzerscheinungen wahrgenommen werden, wenn nicht sonst ein Hinderniß zu ihrer Entstehung, die wir bald näher kennen lernen werden, vorhanden ist. Noch glänzender zeigen sich diese Erscheinungen, wenn man, wie Fresnel zeigte, in der wie eben aufgesuchten Richtung eine Wilson'sche Loupe vor das visirende Auge setzt, und mit ihr längs derselben Richtung hinsieht, sie so lange nach allen Seiten hin schwach neigend, bis ihre Linse lebhaft erleuchtet vor den Augen erscheint. Zeigen sich jetzt die Interferenzstreifen noch nicht, so bewegt man, um die völlig genaue Stelle des Auges aufzufinden, ohne die Richtung der Loupe vor dem Auge zu verändern, den Oberleib langsam nach der einen oder andern Seite, bis man die Interferenzstreifen in ihrer größten Schönheit vor Augen hat. Hierbei, wie schon bei den Beugungserscheinungen, ist es vortheilhaft, wenn man nicht, wie wir bisher vorausgesetzt haben, das Licht blos von einem leuchtenden Punkte, sondern von einer lothrechten leuchtenden Linie von einem oder zwei Zoll Länge auf die Spiegel fallen läßt, weil dann die Interferenzerscheinung in lothrechter Richtung die gleiche Höhe annimmt, wodurch sie viel augenfälliger wird, als wenn diese Dimension sehr gering ist.

Man überzeugt sich übrigens leicht, daß man beim Aufsuchen des Ortes der Beobachtung auf die eben beschriebene Weise immer auf die Stelle hingeführt wird, wo Interferenzwirkungen sich bilden können. Aus der Art nämlich, wie die Lage der Bildpunkte P_1 und P_2 bestimmt wird, folgt sogleich, daß jede der Geraden CP_1 und CP_2 der Entfernung CP gleich ist, mithin wird P_1CP_2 ein gleichschenkliges Dreieck; daher wird eine Linie, die den Winkel P_1CP_2 halbirt, mitten zwischen den Punkten P_1 und P_2 hindurch gehen. Dieselbe Linie halbirt aber auch den Winkel C_1CC_2, folglich wird aus jeder Stelle dieser letztern Halbirungslinie der Punkt C mitten zwischen den beiden Spiegelbildern P_1 und P_2 liegend erscheinen müssen, und umgekehrt wird jede Stelle, von der aus der Punkt C gesehen mitten zwischen P_1 und P_2 zu liegen scheint, mitten in dem Raume C_1CC_2 liegen, so daß jede solche Stelle, wenn sie von den Spiegeln hinreichend weit entfernt ist, nothwendig in dem Interferenzraume liegt.

Sind alle zur Erzeugung der Interferenzen geforderten Bedingungen erfüllt, und sucht man die Erscheinung in dem Fresnel'schen Apparate auf die eben angezeigte Weise auf, so findet man bei der von uns angenommenen Anordnung seiner Theile lothrechte, abwechselnd helle und dunkle Streifen, denen ähnlich, die bei den Beugungsversuchen im Innern des Schattens wahr-

genommen werden, jedoch mit einer viel größern Abstufung zwischen hell und dunkel. Fällt von der leuchtenden Linie homogenes Licht, wie es die gesonderten Stellen des Farbenbildes hergeben, auf die Spiegel, so treten solche Streifen in zahlloser Menge und in stets gleichem Abstande von einander entfernt auf, von denen das ganze Gesichtsfeld erfüllt ist. Die hellen Streifen haben dabei die Farbe des auf die Spiegel fallenden Lichts; die dunkeln sind an ihren dunkelsten Stellen völlig schwarz. Fällt dagegen aus der leuchtenden Linie weißes Licht, wie es von der Sonne ohne die Dazwischenkunft eines Prisma's kommt, auf die Spiegel auf, so kommen die Streifen nur in beschränkter Anzahl zum Vorschein; der mittelste zeigt sich völlig weiß ohne alle Spur von Farbe; der nächste ihm zur Seite liegende wird breiter, und nimmt an seinen Rändern farbige Säume an, bleibt jedoch vom mittelsten getrennt, und ist in seiner Mitte noch weiß; die folgenden lösen sich gänzlich in Farben auf, und nehmen dabei eine immer größere Breite an, so daß sie bald über einander greifen, und sich zuletzt gegenseitig vernichten, so daß, von der Mitte aus gezählt, selten die Spuren von mehr als sieben solcher Streifen wahrgenommen werden können. Außerhalb derselben ist nichts als weißes Licht zu entdecken. Bei Versuchen dieser Art ist man auf einen sehr bemerkenswerthen Umstand gestoßen. Läßt man nämlich die gegenseitige Stellung der Spiegel und die Lage der leuchtenden Linie zu ihnen völlig ungeändert, und betrachtet man die Interferenzerscheinung stets an dem gleichen Orte, so daß sich in den auf einander folgenden Versuchen nichts ändert als die Art des Lichtes, das von der leuchtenden Linie aus auf die Spiegel fällt, so hält es nicht schwer, sich zu überzeugen, daß sich mit der Farbe des ausströmenden homogenen Lichtes der Abstand der Streifen von einander ändert, vom violetten bis zum rothen Lichte stets zunimmt, in letzterm nahehin ein- und einhalbmal so groß ist, wie im erstern.

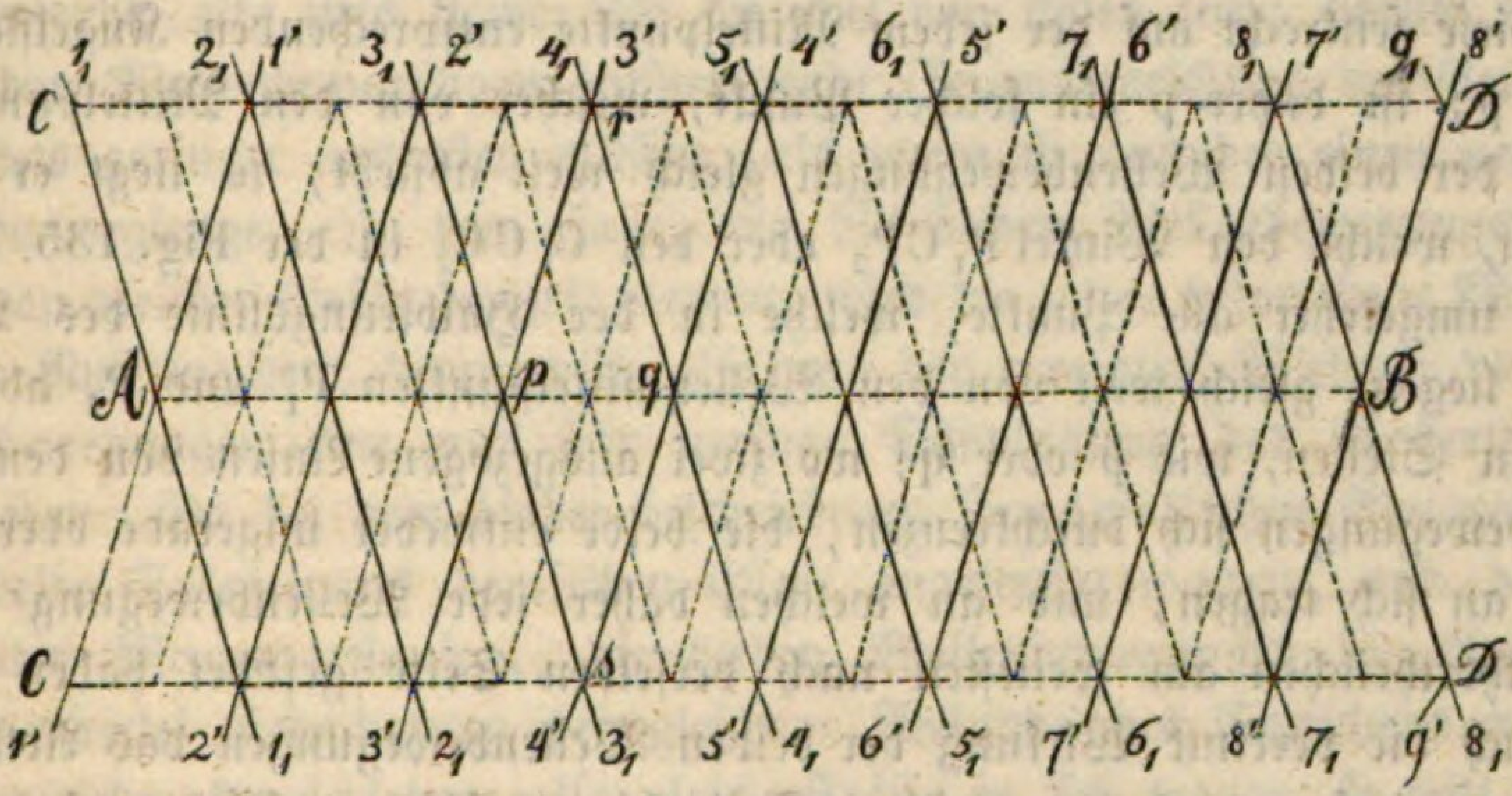
Um einsehen zu können, wie aus den Schwingungen von materiellen Theilchen Erscheinungen von der so eben beschriebenen Art unter gewissen Umständen hervorgehen müssen, werden wir wohl thun, uns die wesentlichsten Eigenschaften solcher Bewegungen, welche wir schon bei der Luft und in wasserförmigen Flüssigkeiten kennen gelernt haben, in's Gedächtniß zurückzurufen. Ein schwingendes Theilchen A zieht das ihm zunächst liegende B in eine ähnliche Schwingung hinein, die jedoch zu derselben Zeit hinter der des ersten Theilchens um eine, wenn schon unendlich kleine Strecke zurückbleibt, so daß das Theilchen B etwas später als das Theilchen A in die Stelle rückt, welche bezüglich der beiden Bahnen der entspricht, worin sich das Theilchen A im Augenblicke der Vergleichung befindet. Dieses Zurückbleiben des Theilchens B gegen A entspricht der unendlich kleinen Zeit, welche die Wirkung nöthig hat, um von der Stelle A in die ihr zunächst liegende B überzugehen. Denkt man sich durch A eine Gerade gezogen, in welcher die Theilchen B, C, D, E, F

u. s. w. unmittelbar auf einander folgen, so bleibt das Theilchen C in seiner Bahn hinter dem B zurück, wie dieses hinter A. Aehnlich nehmen die Theilchen D, E, F Stellen ein, die in den Bahnen dieser Theilchen allmälig immer weiter zurück liegen, in Vergleich zu der Stelle, worin sich das Theilchen A befindet. Man muß folglich in der Geraden, worin die Theilchen A, B, C, D, E, F liegen, endlich auf ein Theilchen stoßen, welches wir durch X bezeichnen wollen, das in seiner Bahn die gleiche Stellung, wie das Theilchen A im Augenblicke der Vergleichung einnimmt, wenn wir uns die Schwingungen des Theilchens A und in Folge auch die der auf dieses folgende Theilchen schon von länger her als sich stets wiederholend denkend. Eine so sich bildende Bewegung nennen wir eine Wellenbewegung, den Abstand der beiden Theilchen A und X von einander die Länge einer Welle in dieser Bewegung, und man sieht ohne Schwierigkeit ein, daß die Schwingungsdauer eines Theilchens die Zeit anzeigt, in welcher sich diese Wellenbewegung durch die Länge einer Welle hindurch fortpflanzt. Alle die Verschiedenheiten, welche die hinter einander liegenden Theilchen A bis X zu derselben Zeit zeigen, zeigt eines von ihnen in den auf einander folgenden Augenblicken, während welcher es eine Schwingung vollendet. Nehmen wir nun an, daß an der Stelle P der Fig. 135. ein oder mehrere Aethertheilchen in solche sich stets wiederholenden Schwingungen versetzt worden sind, so wird in allen von P auslaufenden Geraden die eben auseinandergesetzte Wellenbewegung in den von P entfernter liegenden Aethertheilchen sich bilden; es werden daher von P auslaufende kugelförmige Wellen entstehen müssen, wenn wir voraussetzen, daß die Aethertheilchen nach allen Richtungen hin sich unter völlig gleichen Umständen befinden. Diese Kugelwellen werden, wenn sie auf die beiden Spiegel AC′ und BC″ auffallen, von diesen so zurückgeworfen, als kämen sie aus den Mittelpunkten P_1 und P_2 her, und wegen der geringen Neigung der beiden Spiegel gegen einander wird nicht nur die Fortpflanzungsrichtung in den beiden Wellenbewegungen, sondern auch die Richtung, längs welcher die Aethertheilchen in beiden schwingen, nahehin dieselbe sein.

Dieß vorausgeschickt, wollen wir nun versuchsweise einräumen, daß diese Schwingungen der Aethertheilchen im Auge eine Lichtempfindung zu Stande bringen, und zusehen, welche Folgen das Zusammenwirken der zwei von den beiden Spiegeln herkommenden Kugelwellen nach sich ziehe. Bei Versuchen über die Interferenz des Lichtes werden die Spiegel mindestens in die Entfernung von ein Paar Fußen von der leuchtenden Stelle gebracht und die Erscheinung wird an einer Stelle beobachtet, die ebenfalls wenigstens ein Paar Fuße von den Spiegeln absteht, so daß der Radius der Kugelwellen an der beobachteten Stelle 4 Fuß, wenn nicht mehr, lang ist; haben daher die Wellenlängen des Lichtes und in Folge die Schwingungsweiten der Aethertheilchen keine große Ausdehnung, so wird man die den Wellen angehörigen Kugel-

flächen an dem Orte der Beobachtung auf die Länge einer oder auch mehrerer Wellen als eben und deren Durchschnitte mit andern Ebenen als gerade Linien ansehen können *), in welchem Falle wir das Ineinandergreifen der beiden von dem Spiegelapparate zurückgeworfenen Kugelwellen durch die Fig. 136. zu versinnlichen berechtigt sind, worin, und zwar in einem außer-

Fig. 136.



ordentlich vergrößerten Maßstabe, die ausgezogenen Linien 1′1′, 2′2′, 3′3′, 4′4′ u. s. f. die Durchschnitte derjenigen Kugelflächen bezüglich der von einem Spiegel herkommenden Wellen mit der Ebene des Papiers vorstellen sollen, in denen die Aethertheilchen abwechselnd am weitesten nach ihrer einen und andern Seite geführt worden sind, und die ausgezogenen Linien $1_1 1_1$, $2_1 2_1$, $3_1 3_1$, $4_1 4_1$ u. s. f. sollen dasselbe in Bezug auf die vom andern Spiegel herkommende Wellenbewegung vorstellen, wobei wir der größern Bestimmtheit halber annehmen wollen, daß in allen mit ungeraden Ziffern versehenen von diesen Linien die Theilchen am weitesten nach derselben Seite, und in den mit geraden Ziffern versehenen am weitesten nach der entgegengesetzten Seite abgeführt worden sind. Die mitten zwischen diesen ausgezogenen liegenden punktirten Linien werden dann die Durchschnitte derjenigen Kugelfläche mit der Ebene des Papiers anzeigen, in welchen die Aethertheilchen die Stellen einnehmen, die sie inne hatten, noch ehe sie in eine Schwingungsbewegung gerathen waren.

---

*) Die Versuche selbst werden uns in Kurzem dahin führen, daß wir unter Voraussetzung einer Entstehung des Lichtes durch die Schwingungen des Aethers die Wellenlängen, welche in der Wellenbewegung des Aethers gebildet werden, nicht über die Größe von 0,0003 Linien hinausgehen lassen dürfen; dann sind in der Länge eines Zolles mehr als 36000 solcher Wellenlängen enthalten, woraus folgt, daß man die Wellenfläche nicht nur auf die Ausdehnung einer Wellenlänge, sondern auf die Ausdehnung von mehreren Tausenden derselben als eben ansehen darf.

Offenbar sprechen sich in den Abständen der mit ungeraden oder mit geraden Ziffern versehenen Linien einer jeden Art die Wellenlängen der von jedem der beiden Spiegel herkommenden Wellenbewegungen aus, die in den beiden Wellensystemen einander gleich sein werden, da alle Umstände bei den beiden Spiegeln die gleichen sind. Zieht man von irgend einem Punkte p der sich kreuzenden Kugelflächen nach den Mittelpunkten P_1 und P_2, wie sie in der Fig. 135. vorgestellt worden sind, der beiden Kugelwellen gerade Linien, so stehen diese senkrecht auf der jedem Mittelpunkte entsprechenden Kugelfläche im Punkte p; ist daher p ein solcher Punkt, welcher von den Mittelpunkten P_1 und P_2 der beiden Wellenbewegungen gleich weit absteht, so liegt er in der Geraden, welche den Winkel P_1CP_2 oder den C_1CC_2 in der Fig. 135. halbirt, so wie umgekehrt alle Punkte, welche in der Halbirungslinie des Winkels C_1CC_2 liegen, gleich weit von den Wellenmittelpunkten P_1 und P_2 abstehen.

An Stellen, wie p oder q, wo zwei ausgezogene Linien von den beiden Wellenbewegungen sich durchkreuzen, die beide entweder ungerade oder gerade Ziffern an sich tragen, und an welchen daher jede Wellenbewegung für sich das Aethertheilchen am weitesten nach derselben Seite geführt haben würde, wird auch die vereinte Wirkung der beiden Wellenbewegungen das Aethertheilchen am weitesten nach der gleichen Seite hin abführen müssen, wie man sogleich einsieht, wenn man erwägt, daß dieses Theilchen in den zunächst vorhergehenden Augenblicken von jeder Wellenbewegung einzeln immer durch Kräfte nach der gleichen Seite hin getrieben wird, welche Kräfte sich bei der gleichzeitigen Einwirkung der beiden Wellenbewegungen zu einer Mittelkraft zusammensetzen, welche, wenn die Richtungen jener beiden Kräfte nicht beträchtlich von einander verschieden sind, nahe die Summe von jenen beiden in sich aufnehmen wird, und die daher an einer solchen Stelle nahehin die doppelte Wirkung hervorgebracht haben wird. In dem Falle also, wo die Schwingungsrichtungen der einzelnen Wellenbewegungen nur wenig von einander verschieden sind, wird die aus beiden Wellenbewegungen entspringende Seitenbewegung nahehin die Summe der aus einer jeden Wellenbewegung einzeln hervorgehenden sein. An Stellen hingegen, wie r oder s, wo zwei ausgezogene Linien sich schneiden, von denen die eine mit ungeraden, die andere mit geraden Ziffern versehen ist, wo also die eine Wellenbewegung für sich das Aethertheilchen am weitesten nach der einen Seite, die andere am weitesten nach der entgegengesetzten Seite hin geführt haben würde, muß die gleichzeitige Einwirkung der beiden Wellenbewegungen das Aethertheilchen weniger weit zur Seite abführen, als die eine von ihnen allein thun würde, wie sich ebenfalls einsehen läßt, wenn man erwägt, daß dieses Theilchen in den zunächst vorhergehenden Augenblicken von jeder Wellenbewegung einzeln immer durch Kräfte getrieben wird, die nach entgegengesetzten Seiten hin wirken. Dabei dürfen wir annehmen, daß wenn diese Kräfte nicht gleich sind, eine

und dieselbe stets die größere bleiben wird, weil wir bei allen Schwingungsbewegungen einerlei Gesetze voraussetzen müssen. Diese beiden Kräfte setzen sich auch jetzt wieder in eine einzige Mittelkraft zusammen, von welcher die aus der vereinten Wirkung der beiden Wellenbewegungen hervorgehende Seitenabweichung des Aetheriheilchens abhängig ist. Laufen nun die Schwingungsrichtungen in den einzelnen Wellenbewegungen einander nahe parallel, so wird diese Mittelkraft nahehin die Differenz der beiden Kräfte, aus denen sie hervorgeht, also stets kleiner als die eine von ihnen sein; darum wird die aus beiden Wellenbewegungen entspringende Seitenabweichung des Aetheriheilchens stets geringer ausfallen müssen, als wenn sie aus der einen von ihnen allein hervorgienge. In dem Falle, wo die beiden Wellenbewegungen durch Kräfte von gleicher Größe bewirkt werden, wird die zuletzt besprochene Mittelkraft nahehin Null werden, dann wird also aus der vereinten Wirkung der beiden Wellenbewegungen eine nur sehr geringe Schwingung des Aethertheilchens hervorgehen. Da bei dem bisher beschriebenen Fresnel'schen Apparat, wenn dessen beide Spiegel aus demselben Glase angefertigt werden, und das Licht in gleicher Menge reflectiren, die beiden Wellenbewegungen die Aethertheilchen in einerlei Schwingung bei gleichem Abstande des Theilchens von dem Wellenmittelpunkte versetzen, also gleiche Kräfte in sich tragen, so tritt hier der Fall ein, daß in Stellen wie p oder q Schwingungen von nahe dem doppelten Umfange wie durch eine der beiden Wellenbewegungen entstehen, an Stellen wie r oder s hingegen die Schwingungen fast völlig verloren gehen, wenn die Schwingungsrichtungen in den beiden Wellensystemen nahe parallel sind.

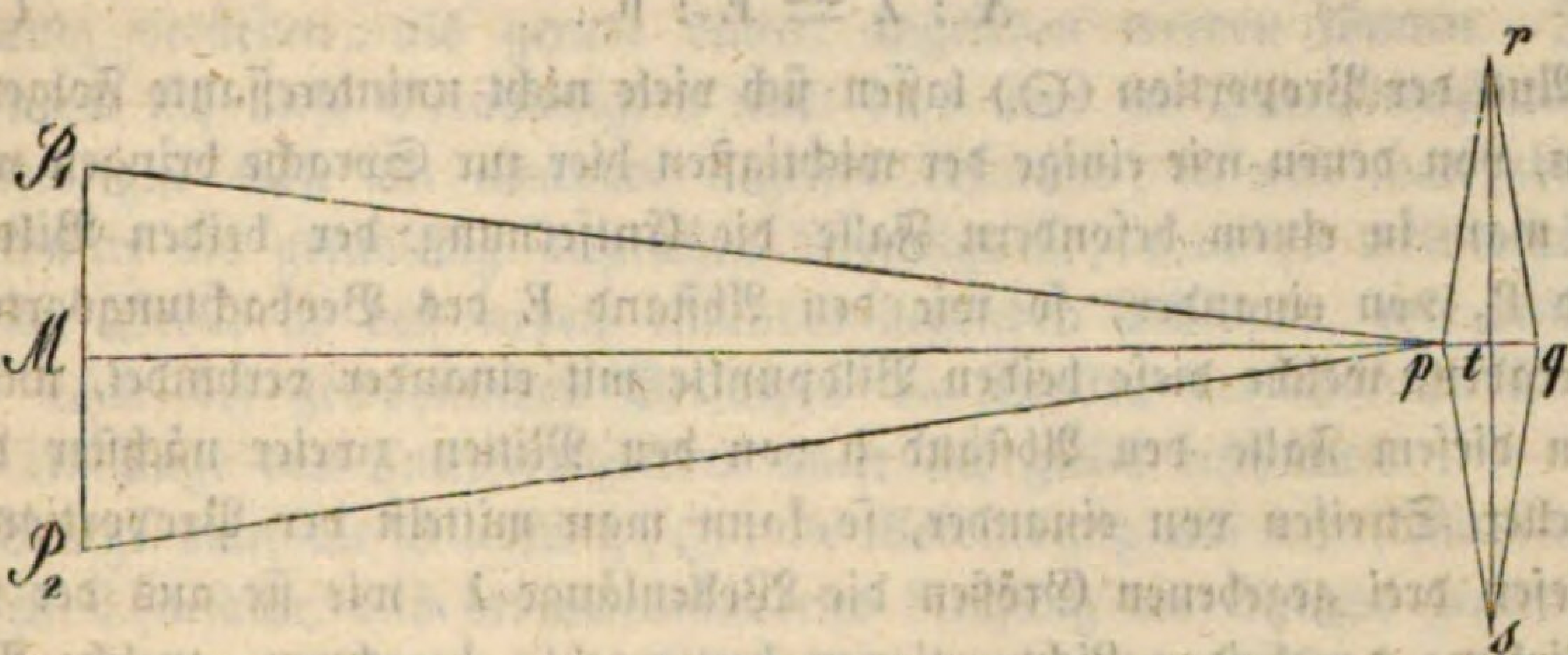
Zu derselben Zeit, wo die Aethertheilchen in p und q am weitesten nach der einen und der andern Seite in Folge der beiden Wellenbewegungen getrieben worden sind, werden die zwischen p und q liegenden Theilchen bis zu dem hin, wo die punktirten Linien einander schneiden und gar keine Seitenablenkung statt hat, von p und q aus allmälig weniger nach der einen oder andern Seite hin abgelenkt werden, wie schon daraus hervorgeht, daß jedes einzelne Wellensystem das Theilchen immer weniger weit nach dieser Seite hin führen würde; es bilden folglich die in der Geraden AB zwischen p und q liegenden Aethertheilchen eine aus der vereinten Wirkung der beiden Wellensysteme hervorgehende neue halbe Welle, und die in einem Theile von AB von der doppelten Länge enthaltenen Aethertheilchen bilden aus demselben Grunde eine neue ganze durch die vereinte Wirkung der beiden Wellensysteme entstandene Welle. Da nun jedes einer Welle angehörige Theilchen in Bezug auf Seitenablenkung dieselben Stellungen successive einnimmt, welche in einer Wellenlänge von den Theilchen gleichzeitig eingenommen werden, so folgt, daß jedes Aethertheilchen längs AB Schwingungen vollendet, deren Ausweichungen nach der einen und andern Seite nahehin das Doppelte von den durch die einzelnen reflectirten Wellen hervorgebrachten Ausweichungen sind. An Stellen

wie r oder s, wo die Seitenablenkung nahehin Null ist, wird sie ebenfalls stets kleiner bis zu der Stelle hin, in welcher sich zwei punktirte Linien durchschneiden, und man sieht auf den ersten Blick ein, daß auch hier die Seitenablenkungen in der Geraden CD diesseits und jenseits einer Stelle, worin sich zwei punktirte Linien schneiden, von entgegengesetzter Art sind. Es bilden sich also auch längs der Geraden CD Wellen, und jedes Aethertheilchen in einer solchen Geraden macht Schwingungen, wobei dasselbe successive alle die Seitenablenkungen annimmt, welche die Aethertheilchen in der Ausdehnung von einer dieser Wellenlängen zu derselben Zeit einnehmen. Diese letztern Schwingungen sind indessen nur von einer sehr geringen Weite, da sie nach der einen und andern Seite keine größern Seitenabweichungen veranlassen, als sie in den Stellen wie r oder s sich bilden, darum wird das durch sie erzeugte Licht jedenfalls nur sehr schwach sein. Uebrigens ist leicht einzusehen, daß von der stärkern Schwingung der Aethertheilchen in der Geraden AB bis zu den sehr schwachen in den Geraden CD nothwendiger Weise ein allmäliger Uebergang stattfindet. Hält man also ein durchscheinendes Papier oder ein mattgeschliffenes Glas senkrecht zu den Linien AB oder CD, oder sieht man mit der Loupe in einer mit diesen Linien parallelen Richtung den Raum unmittelbar an, so wird man zwischen zwei auf einander folgenden Geraden CD eine Erscheinung wahrnehmen, wo an eine dunkele Stelle allmälig hellere sich anreihen, bis zu einer hellsten hin, von welcher aus, stets in der gleichen Richtung fortschreitend, man wieder auf dunkelere stößt, bis zu einer hin, die gleiche Dunkelheit mit der hat, von welcher man ausgegangen ist, und da neben dieser Erscheinung andere von ganz gleicher Beschaffenheit ohne Zwischenraum sich anlagern, so sieht man ein, wie abwechselnd helle und dunkle Streifen entstehen müssen. Das hier Gesagte ist jedoch nur dann ohne alle Einschränkung wahr, wenn die Versuche mit homogenem Licht angestellt werden, bei welchem man alle Wellenlängen in den beiden reflectirten Lichtportionen in einer beträchtlichen Ausdehnung als gleich groß ansehen darf. Wenn Wellenlängen von verschiedener Größe zu berücksichtigen sind, ist der Erfolg schwerer zu beurtheilen.

Aus den vorstehenden Betrachtungen geht, wenn sie mit der erforderlichen Ausführlichkeit geschehen, sonnenklar hervor, daß das Licht, wenn es aus Schwingungen von gewissen materiellen Theilchen, die in unserm Auge eine Empfindung zu erregen vermögen, hervorgeht, unter Anwendung des Fresnel'schen Spiegelapparats, abwechselnde Streifen von schwächerer und stärkerer Empfindung zu Stande bringen müsse, die eine mit der leuchtenden Linie parallele Richtung annehmen. Die gleichen Betrachtungen aber decken noch innigere Beziehungen zwischen den Umständen des Versuchs und den Dimensionen des Interferenzbildes auf, deren völlige Uebereinstimmung mit den Ergebnissen des Versuches um so mehr einen Beweis für die Wellennatur des

Lichtes hergiebt, als wir die Interferenzerscheinungen auf keine andere Weise zu erklären vermögen. Zu diesen Beziehungen gelangt man auf eine sehr einfache Weise, wenn man aus der Fig. 136. das eine Parallelogram prqs heraushebt und mit ihm die beiden in Fig. 135. dargestellten Bildpunkte P_1 und P_2 in Verbindung bringt, man erhält dann die nachfolgende Fig. 137.,

Fig. 137.



in welcher die Gerade $P_1 p$ senkrecht auf den Parallelen pr und qs steht, weil die Radien der von P_1 auslaufenden Wellen senkrecht auf den diesen Wellen angehörigen Kugelflächen stehen, und aus dem gleichen Grunde steht die Gerade $P_2 p$ senkrecht auf den Parallelen ps und qr. Hieraus folgt aber, daß die Winkel prq oder psq dem Winkel $P_1 p P_2$ gleich sind. Das Dreieck $C_1 p P_2$ ist immer gleichschenklig und das prq oder psq ebenfalls, wenn die Punkte p und q in der den Interferenzraum halbirenden Geraden liegen, weil dann die Umstände zu beiden Seiten der Linie pq völlig die gleichen sind. Die Gleichschenkligkeit der von den Kugeldurchschnitten gebildeten Dreiecke, wie prq oder psq, erhält sich aber offenbar zur Seite von der Halbirungslinie des Interferenzraumes noch so lange, als die Durchschnitte der Kugelflächen diesseits und jenseits der Linie pq als gerade Linien angesehen werden können; diese Gleichschenkligkeit wird sich daher auf eine große Anzahl von Interferenzstreifen erstrecken. Weil in den gleichschenkligen Dreiecken die Winkel $P_1 p P_2$ und prq einander gleich sind, so sind diese Dreiecke einander ähnlich, und es verhalten sich ihre Grundlinien wie ihre Höhen; stellt daher pM die Höhe des Dreiecks $P_1 p P_2$ vor, und rt die des Dreiecks prq, so hat man also die nachstehende Proportion:

$$P_1 P_2 : pq = Mp : rt .$$

Hierbei ist $P_1 P_2$ der Abstand der Bildpunkte in den beiden Spiegeln von einander, welchen wir durch A bezeichnen wollen; pq ist die halbe Länge der aus der Zusammenwirkung der beiden Wellensysteme hervorgehenden Wellen, wir wollen die ganze Länge einer solchen Welle durch λ vorstellen; Mp ist die Entfernung der in Beobachtung gezogenen Stelle p von der Verbindungslinie

der beiden Bildpunkte P_1 und P_2; endlich ist rt der Abstand der Mitte eines dunkeln Streifens von der Mitte eines hellen, oder die halbe Entfernung der Mitten von zwei nächsten dunklen Streifen von einander, oder auch die halbe Entfernung der Mitten von zwei nächsten hellen Streifen von einander; wir werden die ganze Entfernung zweier nächster dunkler oder heller Streifen durch b vorstellen. Mittelst der hier eingeführten Bezeichnungen geht die vorstehende Proportion über in:

$$A : \lambda = E : b \,. \qquad (\odot)$$

Aus der Proportion ($\odot$) lassen sich viele nicht uninteressante Folgerungen ableiten, von denen wir einige der wichtigsten hier zur Sprache bringen werden. Kennt man in einem besondern Falle die Entfernung der beiden Bildpunkte P_1 und P_2 von einander, so wie den Abstand E des Beobachtungsortes von der Geraden, welche diese beiden Bildpunkte mit einander verbindet, und mißt man in diesem Falle den Abstand b von den Mitten zweier nächster dunkler oder heller Streifen von einander, so kann man mittelst der Proportion ($\odot$) aus diesen drei gegebenen Größen die Wellenlänge λ, wie sie aus der vereinten Wirkung der beiden Lichtportionen hervorgeht, berechnen, welche Wellenlänge von der eines jeden reflectirten einzelnen Lichtes nicht merklich verschieden ist in Folge der Kleinheit des Winkels $P_1 p P_2$. Fresnel leitete aus älteren Versuchen, welche schon von Newton an dünnen Schichten durchsichtiger Körper mit großer Sorgfalt angestellt worden waren, die Längen der den verschiedenen homogenen Lichtern angehörigen Wellen ab, wo sich ihm die folgenden Resultate ergaben, welche mit einer deßhalb von ihm unternommenen direkten Messung des Streifenabstandes bei einem bestimmten homogenen Lichte gut übereinstimmten:

Grenzen der Hauptfarben	Länge der Wellen	Hauptfarben	Länge der Wellen
Aeußerstes Violett	0^{mm},000406		
		Mittleres Violett.........	0^{mm},000423
Zwischen Violett u. Indigo	0,000439		
		Mittleres Indigo.........	0,000449
Zwischen Indigo u. Hellblau	0,000459		
		Mittleres Hellblau........	0,000475
Zwischen Hellblau u. Grün	0,000492		
		Mittleres Grün..........	0,000512
Zwischen Grün u. Hellgelb	0,000532		
		Mittleres Hellgelb..	0,000551
Zwischen Hellgelb u. Orange	0,000571		
		Mittleres Orange........	0,000583
Zwischen Orange u. Roth.	0,000596		
		Mittleres Roth...........	0,000620
Aeußerstes Roth..........	0,000645		

Aus diesen Angaben geht hervor, wie außerordentlich kurz die Wellenlängen im homogenen Lichte einer jeden Art sind; denn von den längsten gehen noch mehr als 1500 auf einen Millimeter. Hierdurch wird die von uns bei dem Aufbau der Fig. 136. gemachte Annahme vollkommen gerechtfertigt, daß nämlich die Durchschnitte der Kugeloberflächen mit der Ebene des Papiers innerhalb eines Interferenzbandes, worunter wir den zwischen den Mitten zweier nächster dunkler oder heller Streifen liegenden Theil der Interferenzerscheinung verstehen, als gerade Linien angesehen werden können. In der Regel wird sich diese Geradlinigkeit nicht blos über ein Interferenzband, sondern über gar viele an einander liegende erstrecken, so weit man aber diese Durchschnitte als geradlinig anzusehen berechtigt ist, eben so weit erhält sich die gleiche Breite in den neben einander liegenden Bändern, wie denn auch in der That bei gewöhnlichen Versuchen die Breiten der Bänder in einem großen Umfange des Interferenzbildes unter sich gleich erscheinen.

Bringt man die Gleichung (⊙) in Verbindung mit der schon oben angeführten Thatsache, daß bei unveränderter Neigung der Spiegel gegen einander und bei unveränderter Lage der leuchtenden Linie zu ihnen, was einen ungeänderten Werth von A zur Folge hat; ferner bei stets gleichem Beobachtungsorte, wodurch ein ungeänderter Werth von E bedingt wird, aber bei verschiedenem aus der leuchtenden Linie hervorgehendem homogenen Lichte die Breite der Bänder um so größer wird, je mehr sich das homogene Licht dem rothen Ende des Farbenbildes nähert, so ist man gezwungen, unter Voraussetzung, daß das Licht aus Schwingungen von materiellen Theilchen hervorgehe, anzunehmen, daß die Wellenlängen in den verschiedenen homogenen Lichtern, wie sie im Farbenbilde von dem violetten Ende nach dem rothen hin auf einander folgen, stets größer werden. Stellen nämlich λ und b die einem homogenen Lichte angehörige Wellenlänge und Breite des Interferenzbandes vor, λ' und b' dasselbe in Bezug auf ein anderes homogenes Licht, so ist der Gleichung (⊙) zur Folge:

$$A : E = \lambda : b \quad \text{und} \quad A : E = \lambda' : b' ,$$

und es haben A und E bei jedem der homogenen Lichter stets die gleichen Werthe; darum ist:

$$\lambda : b = \lambda' : b' ,$$

d. h. die Wellenlängen der verschiedenen homogenen Lichter verhalten sich wie die Breiten der in ihnen gebildeten Interferenzbänder. Da nun letztere vom violetten zum rothen Lichte stets zunehmen, so muß das Gleiche auch die Wellenlängen dieser verschiedenen Lichter treffen.

Giebt man der Gleichung (⊙) die andere Form:

$$A : \lambda = E : b \qquad (6)$$

und bleibt die Neigung der Spiegel und die Lage der leuchtenden Linie zu ihnen fortwährend dieselbe, so ändert sich der Werth von A nicht; bleibt auch

das auf die Spiegel fallende Licht stets das gleiche, so ändert sich der Werth von λ eben so wenig; beobachtet man aber die Interferenzstreifen in verschiedenen Entfernungen von den Spiegeln, so ändert E, der Abstand des Beobachtungsortes von der Verbindungslinie der beiden Spiegelbilder, seinen Werth, und dann folgt aus der Gleichung (☾), daß auch b, die Breite der Bänder, einen andern Werth annehmen müsse. Gehören E und b einem bestimmten Beobachtungsorte an, so gilt für diesen die Gleichung (☾) und gehören E′ und b′ einem andern Beobachtungsorte an, so hat man in Bezug auf diesen letztern Beobachtungsort:

$$A : \lambda = E' : b',$$

und aus diesen beiden Gleichungen folgt die neue:

$$E : b = E' : b',$$

d. h. die Breiten der Bänder sind den Entfernungen der Stellen, an welchen sie beobachtet werden, von der Verbindungslinie der beiden Spiegelbilder proportional. Wenn daher die Interferenzbänder in zu großer Nähe bei den Spiegeln wegen ihrer zu geringen Breite nicht deutlich gesehen werden können, so kann man sie in größerer Entfernung von den Spiegeln deutlicher zu sehen hoffen; dasselbe wird aber auch eine größere Entfernung der leuchtenden Linie von den Spiegeln zu bewirken vermögen. Aus diesem Grunde ist es im Allgemeinen vortheilhaft, den Abstand der Spiegel von der leuchtenden Linie so groß als möglich zu nehmen.

Aus den eben mitgetheilten Wellenlängen für die verschiedenen homogenen Lichter findet man als Mittelwerth für λ den $0^{mm},0005$, und um die Interferenzerscheinung mit bloßen Augen noch gut wahrnehmen zu können, dürfen wir $b = 0^{mm},5$ werden lassen, weil bei viel geringerer Breite der Bänder die dunkeln und hellen Streifen leicht in einander verschwimmen können; setzt man aber diese Werthe von λ und b in die Gleichung (☉) ein, so wird sie:

$$A : 0{,}0005 = E : 0{,}5$$

oder

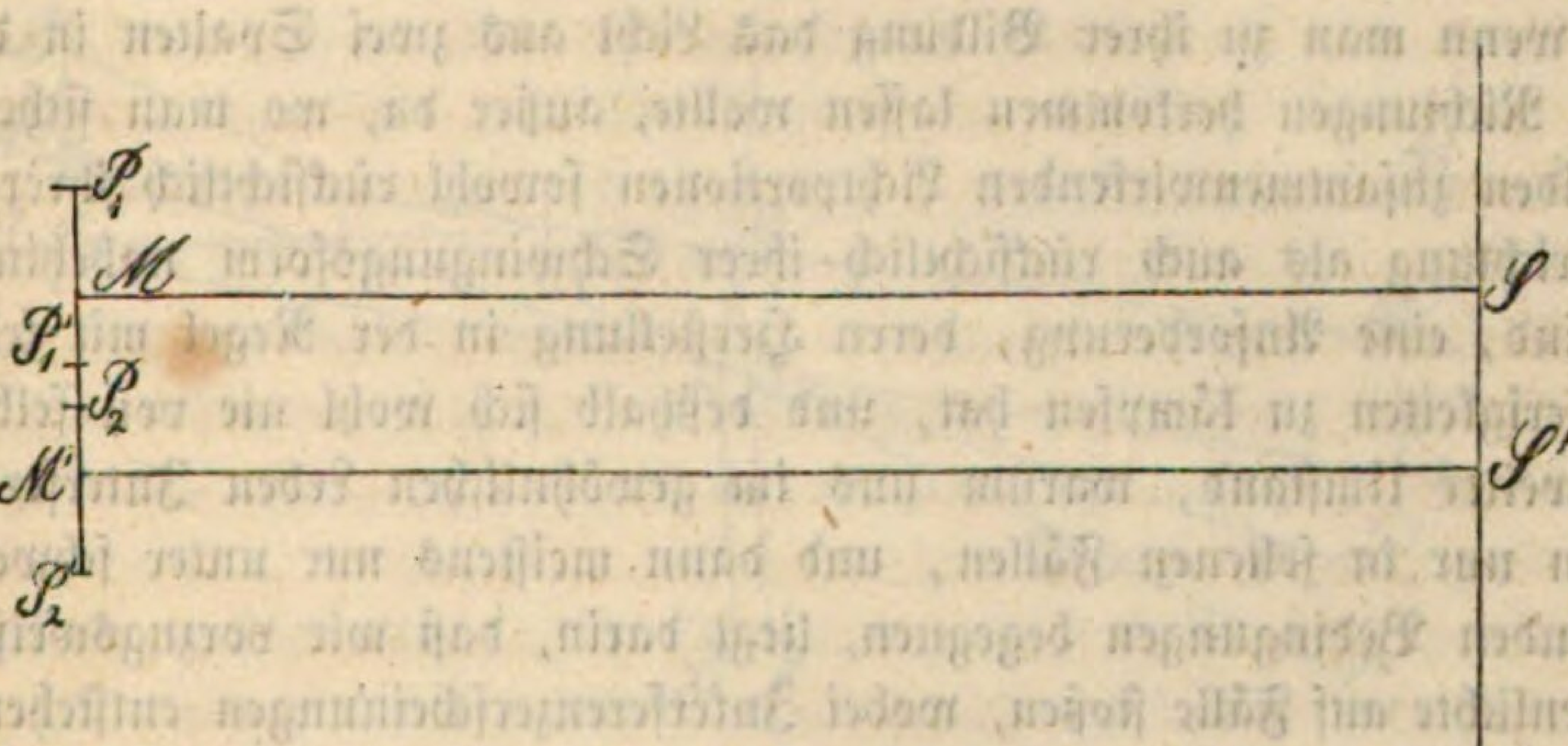
$$A : 1 = E : 1000,$$

und zeigt, daß um Bänder von der verlangten Breite zu erzielen, man A tausendmal kleiner als E werden lassen müsse. Man hat nicht leicht Gelegenheit, E größer als 50 Fuß oder 300 Zoll werden zu lassen, dann ergiebt sich $A = 0'',3$. Meistens muß man sich mit viel kleinern Werthen von E begnügen, in welchem Falle auch A verhältnißmäßig kleiner werden müßte. Ein so geringer Abstand der beiden Spiegelbilder von einander läßt sich, wenn nicht die Spiegel der leuchtenden Linie ganz nahe gebracht werden, was andere Unbequemlichkeiten nach sich zieht, nur dadurch herstellen, daß man die Neigung der beiden Spiegelflächen zu einander nur um äußerst wenig kleiner

als 180° werden läßt; daher fordert die zweckmäßige Einstellung der beiden Spiegel große Aufmerksamkeit, und nimmt oft viele Zeit weg.

Zum sichern Gelingen des Interferenzversuches ist überdieß erforderlich, daß die leuchtende Linie, aus welcher das Licht auf den Spiegel fällt, eine nur sehr geringe Breite habe. Man überzeugt sich von der Nothwendigkeit dieser Forderung, wenn man erwägt, daß man jede physische Spalte als eine Summe von unmittelbar neben einander liegenden Lichtlinien ansehen kann, von denen jede ein Interferenzbild liefert, die sich sämmtlich in der Art über einander lagern, daß jedes folgende nach derselben Seite hin immer etwas über das vorhergehende vorspringt. Hieraus geht eine Vermengung der verschieden hellen Streifen in den auf einander folgenden Bildern hervor, wodurch der Summeneindruck beträchtlich verschieden werden kann von der Erscheinung, die jede einzelne Lichtlinie für sich geben würde, und unter Umständen das bänderartige Aussehen, wodurch sich im Allgemeinen die Interferenzphänomene charakterisiren, ganz verschwinden kann. Um dieß deutlich einzusehen, seien (Fig. 138.) die Punkte P_1 und P_2 die Durchschnitte der Spiegelbilder

Fig. 138.



von einer dieser Lichtlinien mit einer Horizontalebene, welche ein Interferenzbild hervorrufen, dessen mittelster Streifen in der Richtung MS liegt, die mitten zwischen P_1 und P_2 hindurch läuft, und senkrecht auf der diese Punkte verbindenden Geraden steht, und es sollen die Punkte P'_1 und P'_2 mit der Richtung MS′ dasselbe in Bezug auf eine Lichtlinie vorstellen, welche derselben Spalte angehört, aber der vorigen zur Seite liegt. Die Richtungen MS und M′S′ führen auf die Mitte eines hellen Streifens in dem zu beiden Lichtlinien gehörigen Interferenzbilde hin und laufen parallel mit einander, so daß der mittelste Streifen des einen Interferenzbildes sich neben den des andern legt. Liegen nun viele solche Lichtlinien stetig neben einander, d. h. hat die Spalte eine hinreichende Breite, so kann es kommen, daß in die Mitte des dunkeln Streifens vom ersten Interferenzbilde die Mitte des hellen Streifens vom letzten

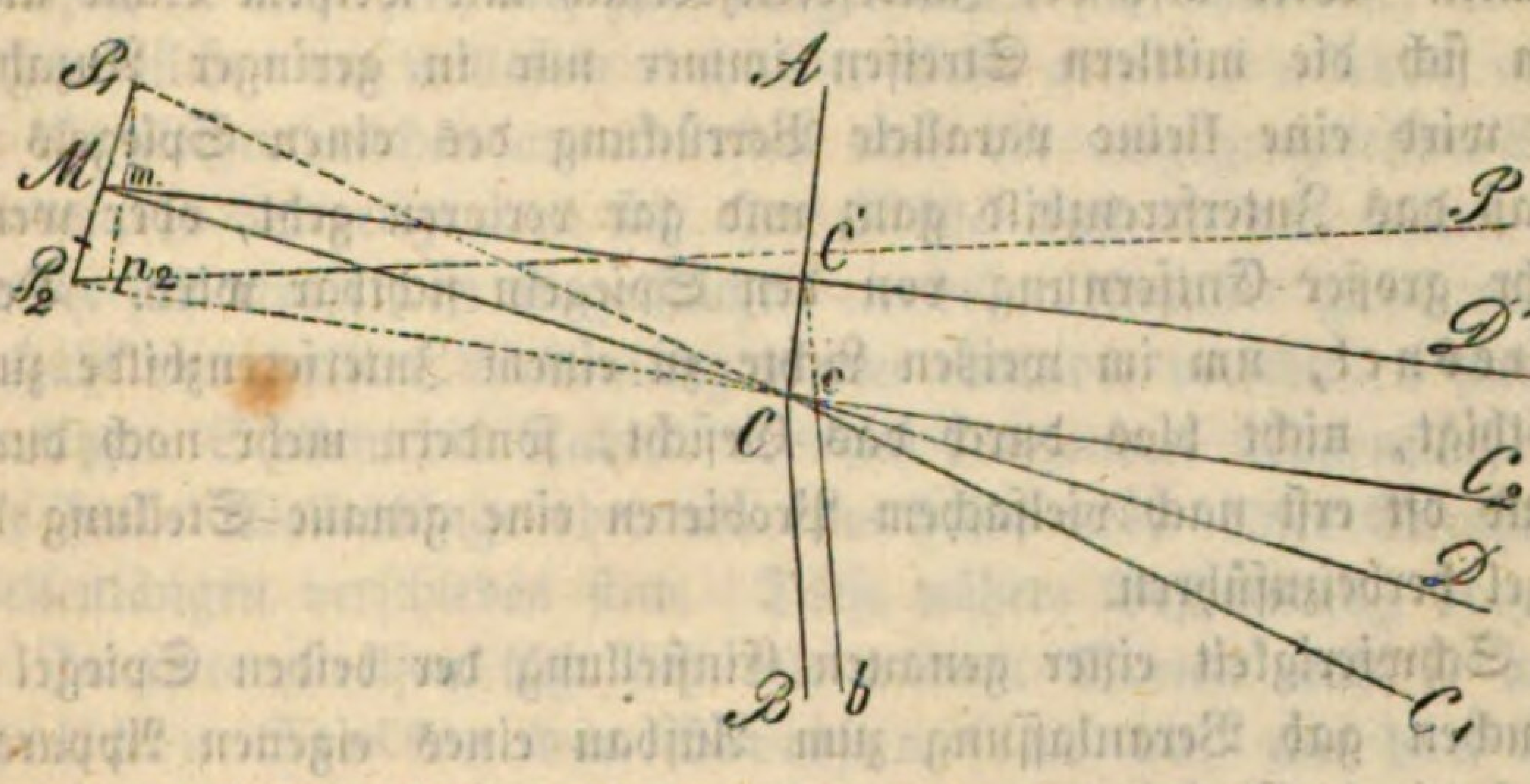
Interferenzbilde fällt, und daß in Folge an dieser Stelle ein Eindruck von mittlerer Helligkeit empfunden wird, die sich dann auch an allen übrigen Stellen offenbaren muß, und die Interferenzstreifen zum Verschwinden bringt. Aus dieser Darstellung des Einflusses der Breite der Spalte auf die Deutlichkeit der Interferenzstreifen geht zugleich auch hervor, daß die Breite des einfallenden Lichtes dem Interferenzbilde um so weniger Schaden bringt, eine je größere Breite dessen Bänder haben. Zu einem deutlichen Interferenzbilde ist erforderlich, daß die Spalte schmäler sei, als die in ihm auftretenden Bänder.

Schon aus den bisher aufgeführten Berücksichtigungen, welche man eintreten lassen muß, wenn der Interferenzversuch mit Sicherheit gelingen soll, wird es begreiflich, warum die Existenz der Interferenzerscheinungen und noch mehr deren Bildungsweise sich so lange unserm Auge als Wegführer hat entziehen können, und es giebt noch viele andere Ursachen, welche das entschiedene Hervortreten von Interferenzerscheinungen nur in seltenen Fällen geschehen lassen. Dahin gehört erstlich der Umstand, daß die beiden in einander greifenden Wellen ihrer Form und Schwingungsrichtung nach von fast völlig gleicher Beschaffenheit sein müssen, wenn die vorstehenden Betrachtungen auf sie anwendbar sein sollen; daher zeigt sich die beschriebene Erscheinung nicht, wenn man zu ihrer Bildung das Licht aus zwei Spalten in den geforderten Richtungen herkommen lassen wollte, außer da, wo man sicher ist, daß die beiden zusammenwirkenden Lichtportionen sowohl rücksichtlich ihrer Schwingungsrichtung als auch rücksichtlich ihrer Schwingungsform nahehin die gleichen sind, eine Anforderung, deren Herstellung in der Regel mit sehr großen Schwierigkeiten zu kämpfen hat, und deßhalb sich wohl nie von selber macht. Ein zweiter Umstand, warum uns im gewöhnlichen Leben Interferenzerscheinungen nur in seltenen Fällen, und dann meistens nur unter schwer zu enträthselnden Bedingungen begegnen, liegt darin, daß wir vorzugsweise nur im Sonnenlichte auf Fälle stoßen, wobei Interferenzerscheinungen entstehen können. Da nun, wie wir im vorigen Kapitel gesehen haben, das weiße Licht eine Unzahl von unter sich verschiedenen farbigen Lichtern in sich enthält, so sind die aus ihm hervorgehenden Erscheinungen nothwendig verwickelte Zusammensetzungen von unzählig vielen, unter sich verschiedenen einfachen farbigen Erscheinungen, und es hält sehr schwer, aus dem verworrenen Totaleindruck die einfachere Bildungsweise seiner Bestandtheile heraus zu lesen. Daher geschah es, daß man Interferenzerscheinungen, die schon von Jahrtausenden her von Jedermann gekannt waren, als solche nicht zu erkennen vermochte. So die farbigen Erscheinungen, die sich hinter Bäumen, durch deren Blätter die Sonne scheint, die, welche sich an dem Gefieder vieler Vögel, an dem Perlmutter und anderen fein geritzten Oberflächen, in feinen Sprüngen durchsichtiger Körper und überhaupt in dünnen Schichten solcher Körper zeigen, und die sämmtlich zu den Interferenzerscheinungen gehören, worüber man jedoch die ganze Zeit hin-

durch in Ungewißheit blieb. Ja selbst Newton, der die Gesetze von mehreren solchen Erscheinungen mit großer Sorgfalt untersucht und mit ungewöhnlicher Genauigkeit bestimmt hatte, war noch weit davon entfernt, im Lichte nichts zu sehen als Schwingungen von sehr feinen materiellen Theilchen, obgleich die von ihm erforschten Gesetze ihn mit einer Art von Nothwendigkeit zur Annahme einer im Fortschreiten des Lichtes sich geltend machenden Periodicität gezwungen hatten. Schon vor Newton hatte Huyghens und nach Newton auch Euler auf die Wellennatur des Lichtes aufmerksam gemacht; aber alle ihre Bemühungen scheiterten an der Schwierigkeit, womit eine genaue Analyse der für die Wellennatur des Lichtes am meisten sprechenden Phänomene verbunden war, bis Fresnel durch seinen Interferenzversuch den Weg dazu angebahnt hatte, und damit der Lichtlehre in kurzer Zeit eine völlig abgeänderte Gestalt aufzudringen im Stande war.

Es ist noch ein anderer Grund vorhanden, durch den die Schwierigkeit, die Interferenzstreifen im weißen Lichte zur Anschauung zu bringen, sehr erhöht wird, welcher sich mit Hülfe der Fig. 139. einsehen läßt. In dieser Figur

Fig. 139.



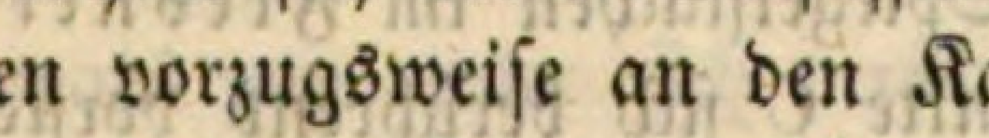
stellen AC und BC die Durchschnitte der beiden Spiegelflächen im Fresnel'schen Apparate vor, welche wir uns in dem Punkte C sich berührend vorstellen wollen. Ist P der leuchtende Punkt, so liegen dessen Spiegelbilder P_1 und P_2 in den durch P senkrecht auf AC und BC gezogenen Geraden eben so weit hinter den Spiegelflächen, wie P vor ihnen liegt, und es begrenzen die durch A und C gezogenen Geraden P_1A_1 und P_1C_1 die von dem Spiegel AC zurückgeworfenen Lichtstrahlen, so wie die durch B und C gezogenen Geraden P_2B_1 und P_2C_2 die von dem Spiegel BC zurückgeworfenen Lichtstrahlen, so daß C_1CC_2 der Raum ist, in dessen Halbirungslinie CD der mittlere Interferenzstreifen gebildet wird.*) Denkt man sich jetzt den Spiegel BC parallel mit sich selber verschoben und in die Lage bc gebracht, und durchschneidet bc

*) Die Geraden P_1A_1 und P_2B_1, welche hier fehlen, kann man leicht auf die in Fig. 135. ausgesprochene Art hinzu denken.

verlängert die Spiegelfläche AC im Punkte C′, der, weil die beiden Spiegelflächen sehr nahe in einer Ebene liegen, bei einer kleinen Verrückung des Spiegels BC doch ziemlich weit in die Spiegelfläche AC hinein fallen kann, so bleibt in dieser neuen Stellung bc des Spiegels BC der Raum $C_1 C C_2$ entweder völlig oder doch sehr nahe der, in welchem die beiden zurückgeworfenen Lichtportionen sich durchkreuzen, und in welchem überhaupt Interferenzerscheinungen stattfinden können. Das Bild des Spiegels bc aber rückt auf der Geraden PP_2 in die Stelle p_2, wenn $p_2 P_2$ gleich dem doppelten Abstande zwischen bc und BC genommen wird. Die Richtung jedoch, in welcher sich bei dieser neuen Stellung des zweiten Spiegels der mittelste Interferenzstreifen zeigen müßte, liegt, wenn man die von p_2 nach P_1 gezogene Gerade in dem Punkte m halbirt, in der durch m und C′ gezogenen Geraden mD′, welche, wenn der Punkt C′ etwas tief in die Spiegelfläche AC hineinrückt, ganz außerhalb des Raumes $C_1 C C_2$ fällt, in welchem die reflectirten Wellen über einander greifen, und Interferenzerscheinungen allein möglich sind. Es läßt also eine geringe Verrückung des Spiegels BC weder den mittelsten Streifen noch eine beträchtliche Anzahl von den neben diesem liegenden zur Entstehung kommen. Wird also der Interferenzversuch mit weißem Lichte angestellt, in welchem sich die mittlern Streifen immer nur in geringer Anzahl sehen lassen, so wird eine kleine parallele Verrückung des einen Spiegels Ursache werden, daß das Interferenzbild ganz und gar verloren geht, oder wenigstens erst in sehr großer Entfernung von den Spiegeln sichtbar wird. Deßwegen sah sich Fresnel, um im weißen Lichte zu einem Interferenzbilde zu gelangen, genöthigt, nicht blos durch das Gesicht, sondern mehr noch durch das Gefühl, und oft erst nach vielfachem Probieren eine genaue Stellung der beiden Spiegel herbeizuführen.

Die Schwierigkeit einer genauen Einstellung der beiden Spiegel in solchen Versuchen gab Veranlassung zum Aufbau eines eigenen Apparats, in welchem sich die in Einfassungen gebrachten beiden Spiegel mittelst Stellschrauben vorzugsweise an den Kanten, die zur möglichst genauen Berührung kommen sollen, sehr allmälig und sicher verstellen lassen; aber selbst mit Hülfe dieses Apparats bleibt die Einstellung der beiden Spiegel noch zeitraubend und vor einem großen Publikum lästig, zumal wenn die gegenseitige Stellung der Spiegel während des Versuches mehrere Abänderungen erleiden soll. Aus diesem Grunde bedienten sich einige Physiker in England und Frankreich zu gleichem Zwecke eines einzigen Spiegelglases, an welches von der Mitte aus wenig gegen einander geneigte Facetten angeschliffen waren. Die nebenstehende Fig. 140. giebt von dem Durchschnitte dieses Glases senkrecht auf den Durchschnitt der Facetten eine Vorstellung, nur muß die Neigung der Facetten in der Wirklichkeit viel geringer werden, als sie im Bilde dargestellt ist. Solche Gläser lenken das von einer leuchtenden Linie herkommende Licht zu

Fig. 140.



beiden Seiten von der Linie, in welcher die beiden Facetten sich schneiden, in einer Weise ab, wie es zur Erzeugung eines Interferenzbildes erforderlich ist; aber das so entstehende Interferenzbild ist beträchtlich verschieden von dem, welches durch die Wirkung zweier Spiegel hervorgebracht wird, was daher zu kommen scheint, daß der Durchschnitt der Facetten während der Bearbeitung eines solchen Glases abgerundet wird. In Poggendorf's Annalen XLIX. pag. 98. habe ich eine sehr einfache Bereitung zweier Spiegelgläser beschrieben, welche durch Brechung des Lichtes das Interferenzbild ganz eben so liefern, wie die Spiegel durch Zurückwerfung, und noch den Vortheil haben, daß jenes Bild viel heller als dieses wird, und daß die Aufstellung eines solchen Apparätchens mit gar keiner Schwierigkeit verbunden ist.

Denkt man sich die Fig. 136. sehr erweitert, so daß in ihr viel mehr Kugelschnitte derselben Art, insbesondere auch der Breite nach zur Anschauung kommen, und erinnert man sich, daß die hellsten Stellen der Interferenzstreifen alle die sind, in welchen solche derselben Zeit entsprechende Kugelflächen sich schneiden, deren Aetherteilchen sämmtlich ihre größte Ausweichung nach der gleichen Seite erhalten haben, daß hingegen die dunkelsten Stellen der Interferenzstreifen da entstehen, wo zwei Kugelflächen sich schneiden, in deren einer alle Aetherteilchen am weitesten nach einer Seite getrieben würden, und in deren anderer die Aetherteilchen am weitesten nach der entgegengesetzten Seite getrieben würden, so überzeugt man sich ohne Mühe, daß an den erstern Stellen die Radien der sich kreuzenden Kugelflächen entweder einander gleich oder um eine gerade Zahl von halben Wellenlängen von einander verschieden sind, und daß an den letzten Stellen die Radien der sich kreuzenden Wellenflächen entweder um eine halbe Wellenlänge oder um eine halbe nebst einer Anzahl von ganzen Wellenlängen verschieden sind. Diese nähere Bestimmung einzelner Stellen der Interferenzstreifen läßt sich mit andern Worten auch so aussprechen: Die hellsten Stellen der Streifen sind da, wo die Differenz der Wege des von der leuchtenden Linie herkommenden und durch die beiden Spiegel nach einer hervorgehobenen Stelle hingeworfenen Lichtes eine gerade Anzahl von halben Wellenlängen in sich enthält; die dunkelsten Stellen hingegen da, wo die genannte Differenz der Wege eine ungerade Anzahl von halben Wellenlängen in sich enthält. Hierbei hat man allerdings zu erwägen, daß die Interferenz um so unvollständiger wird, je größer die Differenz der Wege ist, schon deßwegen, weil das Licht in ungleichen Entfernungen von der leuchtenden Linie eine ungleiche Stärke hat; ein solcher Einfluß im Interferenzbilde wäre indessen nur bei solchen Streifen zu bemerken, die um viele tausend Bänder von dem mittelsten Bande ablägen, und ist daher in einem gewöhnlichen Versuche nicht wohl aufzufinden. Aber auch die Schwingungsrichtung ändert sich in Kugelflächen von ungleichen Radien, und durch

diesen Umstand könnte früher eine Unvollständigkeit der Interferenzen herbeigeführt werden.

Uebrigens verdient hier am Schlusse dieses Paragraphs noch angeführt zu werden, daß alle unsere bisherigen Betrachtungen der Interferenzen von keiner bestimmten Schwingungsrichtung abhängig gemacht worden sind; sie setzten nichts voraus, als daß die Schwingungsrichtungen in den beiderlei Wellensystemen nahehin dieselben seien. Dieser Umstand ist von Wichtigkeit; denn er giebt uns zu verstehen, daß wir über die Schwingungsrichtung noch verfügen können, wenn uns andere Erscheinungen künftig dazu Anlaß geben sollten.

§. 128. Von der Polarisation des Lichtes.

Im Jahre 1810, also wenig früher als Fresnel seinen Interferenzversuch bekannt machte, hatte der französische Physiker Malus die Welt mit einer andern Eigenschaft bekannt gemacht, die noch viel weniger als die Interferenz vorausgesehen war, obgleich schon Huyghens Anklänge derselben aufgefunden hatte. Er wies nämlich nach, daß ein Lichtstrahl, nachdem er in gewisser Weise modificirt war, nach der einen Seite ein ganz anderes Verhalten zeige, als nach einer andern Seite. Malus stellte sich, um diesen Hergang zu erklären, die Lichttheilchen wie kleine, mit entgegengesetzten Polen versehene Magnetchen vor, und nahm an, daß die Axen dieser polarischen Lichttheilchen senkrecht auf dem Lichtstrahl stehen, in einer und derselben Ebene liegen, und ihre gleichartigen Pole sämmtlich nach einer und derselben Seite hin kehren. In Folge dieser Vorstellung nannte Malus die besondere Modification, wodurch dem Lichte ein ungleiches Verhalten nach verschiedenen Seiten hin mitgetheilt werden kann, die Polarisation des Lichtes, eine Benennung, die sich bis auf den heutigen Tag erhalten hat, obgleich sie vielleicht nicht am glücklichsten gewählt ist, immer aber einen der Hauptcharaktere des so modificirten Lichtes ausspricht. Man hat verschiedene Mittel, die Polarisation des Lichtes herbeizuführen, kennen gelernt, die wir jetzt einzeln mittheilen werden, uns dabei blos an die Thatsachen haltend, ohne diese mit theoretischen Betrachtungen zu vermischen.

Polarisation durch Spiegelung.

Ein Theil des Lichts, das auf die ebene Vorderfläche einer spiegelnden Glasplatte fällt, wird von dieser, den im vorigen Kapitel aufgestellten Gesetzen gemäß, zurückgeworfen; dabei geht ein Theil von jedem einfallenden Lichtstrahl in der Reflexionsebene — der Ebene nämlich, welche durch ihn und durch das Einfallsloth hindurch geht, das an der Stelle, wo der Lichtstrahl der spiegelnden Ebene begegnet, senkrecht auf dieser Ebene steht — wieder in das Mittel zurück, aus dem er herkommt, und der einfallende und zurückgeworfene Strahl

liegen stets auf entgegengesetzten Seiten vom Einfallsloth und bilden mit diesem gleiche Winkel. Diese Gesetze befolgt das modificirte Licht eben so gut wie das nichtmodificirte; das modificirte Licht aber gehorcht noch andern Gesetzen, die wir jetzt angeben werden. Bei constantem Einfallswinkel und noch unmodificirtem Lichte bleibt dieser Hergang völlig derselbe, welche von den möglichen Stellungen um das Einfallsloth herum die Reflexionsebene auch einnehmen möge; hat aber der einfallende Lichtstrahl zuvor schon eine Reflexion an der Vorderseite eines andern Spiegelglases erlitten, so nimmt das Licht durch diese vorangegangene Reflexion eine eigenthümliche Modification an, wodurch der Hergang je nach der Stellung der beiden Reflexionsebenen gegen einander ein sehr verschiedener werden kann.*) Im Allgemeinen wird von der zweiten Spiegelebene am meisten Licht zurückgeworfen, wenn die beiden Reflexionsebenen parallel mit einander laufen, am wenigsten, wenn sie einen rechten Winkel mit einander bilden. Die Menge des zurückgeworfenen Lichts nimmt hierbei successive ab, während die beiden Reflexionsebenen aus ihrer parallelen Lage in die senkrechte stetig übergeführt werden, und zu, während die beiden Reflexionsebenen aus ihrer senkrechten Lage in die parallele übergehen. Dieser Wechsel in der Menge des zurückgeworfenen Lichts je nach der Stellung der beiden Reflexionsebenen erreicht sein Ende sowohl da, wo der Einfallswinkel ein rechter wird, als auch da, wo er Null wird; jener Wechsel tritt daher bei gewissen, von der individuellen Beschaffenheit der reflectirenden Flächen abhängigen Größen der Einfallswinkel am stärksten auf. Hat man dieses Maximum erreicht, so verschwindet bei senkrechter Stellung der beiden Reflexionsebenen an der zweiten spiegelnden Ebene alles Licht so gut wie ganz und gar. Man pflegt den Winkel, unter welchem das einfallende Licht gegen das Einfallsloth geneigt einfallen muß, wenn der größte Lichtwechsel eintreten soll, also den, der dem Neigungswinkel des Lichtstrahls gegen die Spiegelebene zu 90° ergänzt, den *Polarisationswinkel* des Stoffes, woraus der Spiegel besteht, zu nennen. *Brewster* hat aus Messungen an sehr verschiedenen Stoffen das Gesetz entnommen, *daß bei einem Lichtstrahle, welcher unter dem Polarisationswinkel auf eine spiegelnde Ebene fällt, der reflectirte Theil immer senkrecht steht auf dem aus dem gleichen Lichtstrahle hervorgehenden Theile, wie er durch Brechung in den Stoff des Spiegels übergeführt wird.* Mittelst dieses Gesetzes läßt sich aus dem bekannten Brechungscoefficienten eines Körpers dessen

*) Da es bei den hierher gehörigen Versuchen vortheilhaft ist, daß sich zu dem von der Vorderseite der Spiegelgläser reflectirten Lichte kein anderes geselle, damit die Erscheinung sich möglichst rein erhalte, so thut man wohl, die Hinterseiten der Spiegelgläser matt zu schleifen und mit einer schwarzen Farbe zu überziehen, damit das von den Vorderseiten reflectirte Licht durch die Hinterseiten keinen Eintrag erleide.

Polarisationswinkel durch Rechnung auffinden. Bei Glas ist er 64½°, bei Obsidian 67°, bei Schwerspath 68° und bei Diamant sogar 77°. Von einem durch Reflexion auf die beschriebene Weise in seinem weitern Verhalten abgeänderten Lichtstrahle sagt man, er sei durch Spiegelung polarisirt, und zwar vollständig oder unvollständig, je nachdem das Licht unter dem Polarisationswinkel einfiel oder nicht. Das durch Spiegelung polarisirte Licht hat also Eigenschaften angenommen, wodurch es sich in den meisten Fällen von gemeinem, noch nicht polarisirtem Lichte unterscheidet, und da diese Unterschiede eine bestimmte Beziehung zur Reflexionsebene haben, so wird diese Ebene die Polarisationsebene des reflectirten Lichtes genannt.

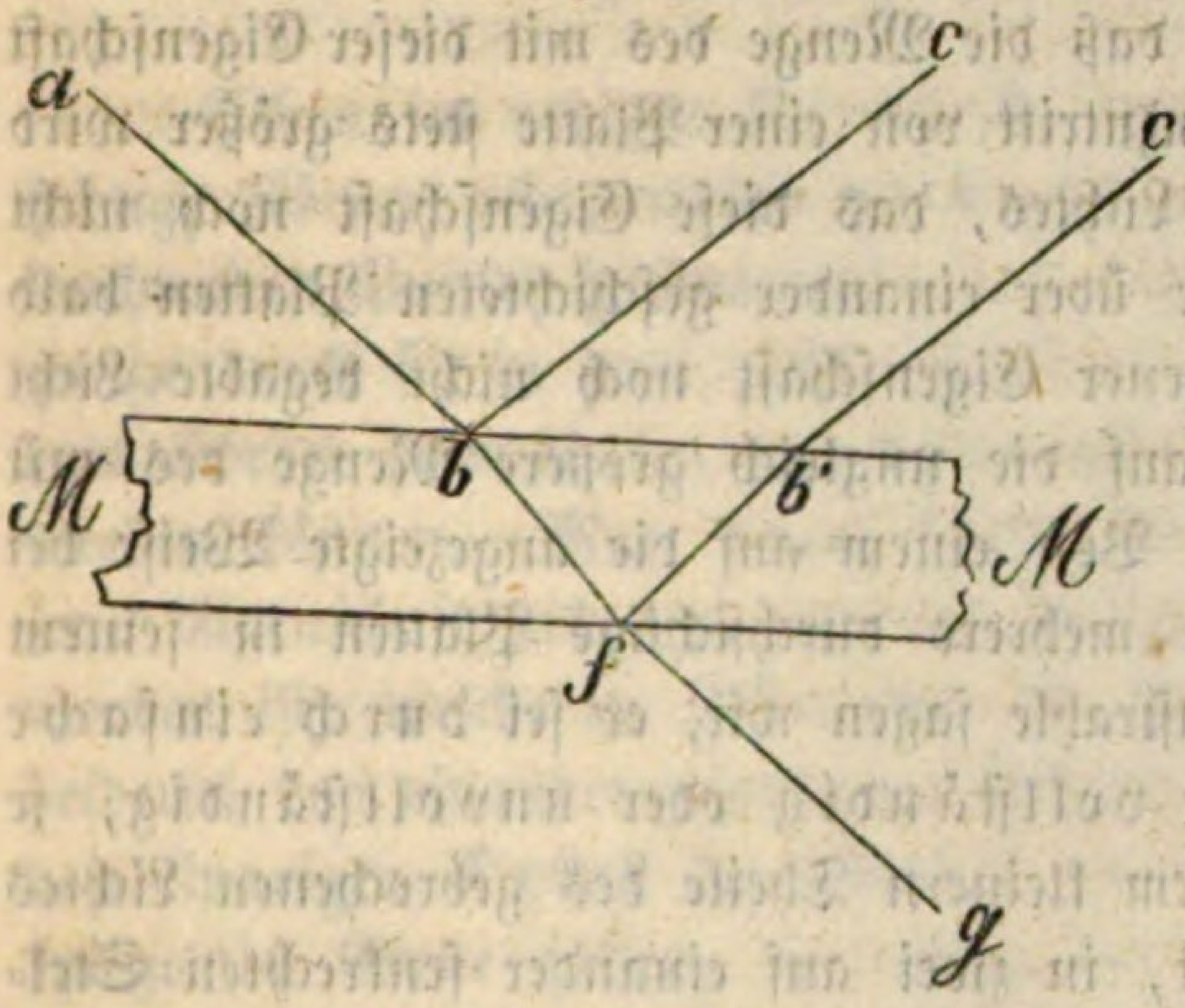
Polarisation durch einfache Brechung.

Wir schicken diesem Artikel eine Beschreibung des Ganges des Lichts durch eine durchsichtige Platte voraus. Läßt man Licht auf ein Stück Spiegelglas fallen, so wird in der Regel ein kleiner Theil von ihm an der vordern Fläche des Glases zurückgeworfen; der größte Theil des einfallenden Lichts dringt in das Spiegelglas ein, indem er nach den im vorigen Kapitel angegebenen Gesetzen gebrochen wird, wobei der gebrochene Lichtstrahl sich in der Ebene fortbewegt, die durch den einfallenden Lichtstrahl und das zu der Stelle, in welcher dieser die vordere Fläche des Glases trifft, gehörige Einfallsloth bestimmt und Refractionsebene *) genannt wird, und zwar liegen der einfallende und der gebrochene Lichtstrahl auf entgegengesetzten Seiten des Einfallslothes. Ist auf diese Weise das Licht durch das Glas hindurch an dessen hinterer Fläche angekommen, so erleidet es hier wieder zum kleinen Theile eine Reflexion in das Glas zurück, und geht, an der Vorderfläche angekommen, durch Brechung in das Mittel zurück, von dem es hergekommen war. **) Der größte Theil des durch Brechung in das Glas gekommenen Lichtes aber erleidet an der hintern Fläche eine zweite Brechung, in Folge der es zum Glase heraustritt, und auf die Seite von ihm gelangt, welche die entgegengesetzte von der ist, von welcher es zuvor in das Glas eingedrungen war. Stellt nämlich MM (Fig. 141.) den senkrechten Durchschnitt einer solchen durchsichtigen Platte mit der Ebene des Papiers vor, und ist ab ein auf der obern Seite dieser Platte einfallender Lichtstrahl, so wird dieser zum kleinen Theile in einer Richtung bc zurückgeworfen, die mit der Normale

*) Da die zu demselben einfallenden Lichtstrahle gehörige Reflexions- und Refractionsebene ganz auf die gleiche Weise bestimmt werden, so liegen beide offenbar in einander.

**) Eigentlich erfährt das Licht an der Vorder- und Hinterfläche der durchsichtigen Platte successive Reflexionen, die wir aber hier außer Acht lassen, da die Helligkeit dieser successiven Bilder sehr rasch abnimmt.

Fig. 141.



bei b denselben Winkel, wie die Gerade ba macht. Der weit größere Theil wird in der Richtung bf in die Platte hinein gebrochen, und ein kleiner Theil davon wird bei f in der Richtung fb′ zurückgeworfen, die mit der Normale bei f denselben Winkel bildet wie die Gerade fb. Dieser zurückgeworfene Theil geht bei b′ größtentheils durch Brechung wieder in das vordere Mittel zurück. Das meiste von dem in die Platte eingedrungenen Licht geht bei f durch Brechung auf der hintern Seite der Platte in der Richtung fg wieder zur Platte heraus. Man kann sich leicht überzeugen, daß im Falle die beiden Flächen der durchsichtigen Platte mit einander parallel laufen, die Richtungen bc und b′c′ sowohl wie die ab und fg ebenfalls einander parallel sein werden. Es versteht sich übrigens von selbst, daß wenn man die Eigenschaften des Strahles fg untersuchen will, man weder die hintere Seite der Platte matt schleifen noch mit schwarzer Farbe überziehen darf.

Untersucht man den durch eine Spiegelplatte mittelst zweimaliger Brechung hindurch gegangenen Lichtstrahl in der Weise, daß man ihn unter dem Polarisationswinkel auf eine spiegelnde Ebene bei den verschiedenen möglichen Stellungen der Reflexionsebene fallen läßt, so wird man allerdings einen, wiewohl schwachen Wechsel in der Stärke des zurückgeworfenen Lichts bei zwei hinter einander hergehenden senkrechten Stellungen der Reflexionsebene gewahr. Diese Ungleichheit in der Menge des zurückgeworfenen Lichts ist indessen nach dem Durchgange des Lichts durch eine einzige Platte nur eine geringe; sie wird indessen immer größer, so wie man das auffallende Licht durch mehrere, mit einander parallele und durch kleine Zwischenräume von einander geschiedene Spiegelgläser, oder auch nur dünne Glimmerplättchen unter dem Polarisationswinkel hindurch gehen läßt, und schon 10 bis 12 solcher Schichten sind hinreichend, um bei einer bestimmten Stellung der Reflexionsebene fast gar kein Licht, bei der darauf senkrechten fast alles Licht durch Reflexion zu erhalten. Es gestaltet sich der Hergang hierbei gerade so, als ob die Brechung nur so vielem Lichte bei dessen Durchgang durch eine Platte die Eigenschaft, je nach der Stellung der Reflexionsebene gar nicht oder ganz zurückgeworfen zu werden, mitzutheilen vermöchte, als an ihrer vordern Fläche durch Spiegelung vollständig polarisirt wird. Bei dem Durchgange des Lichtes durch eine folgende Platte, wobei wieder ein Theil von dem auffallenden Lichte zurückgeworfen wird, scheint einem entsprechenden Theile des durchgehenden im-

mer wieder auf's Neue die gleiche Eigenschaft mitgetheilt zu werden, wie durch die vorangegangenen Brechungen, so daß die Menge des mit dieser Eigenschaft begabten Lichtes bei jedem neuen Hinzutritt von einer Platte stets größer wird im Vergleich zur Menge desjenigen Lichtes, das diese Eigenschaft noch nicht besitzt. Daher wird die Anzahl der über einander geschichteten Platten bald groß genug, daß das wenige mit jener Eigenschaft noch nicht begabte Licht keinen fühlbaren Einfluß mehr hat auf die ungleich größere Menge des mit dieser Eigenschaft begabten Lichtes. Von einem auf die angezeigte Weise bei seinem Durchgange durch eine oder mehrere durchsichtige Platten in seinem weitern Verhalten abgeänderten Lichtstrahle sagen wir, er sei durch einfache Brechung polarisirt, und zwar vollständig oder unvollständig, je nachdem fühlbar allem oder nur einem kleinern Theile des gebrochenen Lichtes die Eigenschaft mitgetheilt worden ist, in zwei auf einander senkrechten Stellungen der Reflexionsebene gar nicht oder ganz zurückgeworfen zu werden.

Das Verhalten des durch Reflexion und des durch Refraction polarisirten Lichtes, wenn man es einer neuen Spiegelung aussetzt, ist nahehin das gleiche, jedoch findet zwischen beiden ein nicht unerheblicher Unterschied statt, der in Folgendem besteht. Das durch Spiegelung polarisirte Licht wird, wenn es unter dem Polarisationswinkel auf eine neue spiegelnde Ebene auffällt, in geringster Menge zurückgeworfen, wenn die zweite Reflexionsebene senkrecht auf der ersten steht, und in größter Menge, wenn die zweite Reflexionsebene parallel mit der ersten läuft; das durch Brechung polarisirte Licht hingegen wird, wenn es unter dem Polarisationswinkel auf eine spiegelnde Ebene auffällt, in geringster Menge zurückgeworfen, wenn die Reflexionsebene parallel zur Refractionsebene steht, und in größter Menge, wenn beide senkrecht auf einander stehen. Das durch Refraction polarisirte Licht verhält sich also gerade so, wie ein durch Reflexion polarisirtes, wenn bei gleichem einfallenden Lichtstrahle die Refractionsebene senkrecht auf der Reflexionsebene steht; man muß daher das durch Refraction polarisirte Licht als ein solches ansehen, dessen Polarisationsebene senkrecht auf der Refractionsebene steht. Da nun ein und derselbe auf eine oder mehrere durchsichtige parallele Platten auffallende Lichtstrahl zum Theil zurückgeworfen wird und zum Theil durch sie hindurch geht, und alle hierbei in's Spiel kommenden Reflexions- und Refractionsebenen in einander liegen, wenn wir voraussetzen, daß alle Flächen der Spiegelplatten mit einander parallel laufen, worauf kurz vorher schon hingedeutet worden ist, so folgt, daß die Polarisationsebenen des in solchen Platten gleichzeitig durch Reflexion und Refraction erzeugten polarisirten Lichtes senkrecht auf einander stehen, oder mit andern Worten, daß die beiden polarisirten Lichter ihre analogen größten Abweichungen vom gewöhnlichen Lichte in Ebenen zeigen, die senkrecht auf einander stehen. Dieß spricht man so aus, daß man sagt, die Polarisationsebene des einen stehe senkrecht auf der des andern.

Polarisation durch doppelte Brechung.

Schon im vorigen Kapitel ist angezeigt worden, daß es gewisse durchsichtige Körper gebe, welche die Eigenschaft besitzen, daß sich jeder von einem leuchtenden Punkte herkommende und noch nicht polarisirte Lichtstrahl im Durchgange durch sie in zwei gleiche Hälften spaltet, die getrennt von einander aus dem Körper heraustreten und daher auf seiner hintern Seite einzeln untersucht werden können. Man nennt solche Körper doppeltbrechende Krystalle, weil jene Eigenschaft bis jetzt nur an solchen Körpern in hohem Grade bemerkt worden ist, welche im Festwerden die Krystallform annehmen. Läßt man die beiderlei von einander gesonderten Lichtbündel, welche aus einem doppeltbrechenden einarigen Krystall heraustreten, unter dem Polarisationswinkel auf eine spiegelnde Ebene fallen, so zeigen beide alle Eigenschaften eines vollständig polarisirten Lichtes; die einen wie die andern werden bei einer bestimmten Stellung der Reflexionsebene gar nicht, und bei der darauf senkrechten Stellung der Reflexionsebene gänzlich zurückgeworfen, und von einer dieser Stellungen zur andern nimmt die Menge des zurückgeworfenen Lichtes durch alle Grade hindurch stetig zu oder ab. Die beiden von einander gesonderten Lichtbündel unterscheiden sich jedoch dadurch von einander, daß bei der Stellung der Reflexionsebene, wo das eine gänzlich zurückgeworfen wird, vom andern gar nichts zurückgeworfen wird, und umgekehrt, wo sich jenes der Zurückwerfung gänzlich entzieht, da wird dieses in vollem Maße zurückgeworfen. Hieraus folgt, daß *beide Bündel vollständig aber senkrecht auf einander polarisirt sind.*

Bei den einarigen doppeltbrechenden Krystallen befolgt das eine Bündel, welches wir das gewöhnliche nennen, alle Gesetze des einfach gebrochenen Lichts, während das andere Bündel, welches wir das außergewöhnliche nennen, in seinem Verhalten von den Gesetzen des einfach gebrochenen Lichts abweicht. Man hat gefunden, daß *die Polarisationsebene des gewöhnlichen Lichtantheils immer mit dem Hauptschnitt des Krystalls zusammenfällt, die des außergewöhnlichen Lichtantheils hingegen senkrecht auf dem Hauptschnitt steht.*

Betrachtungen, welche sich an die verschiedenen Arten, polarisirtes Licht zu erhalten, anknüpfen.

Alles vollständig polarisirte Licht, es mag seine Polarisation durch Spiegelung, durch einfache oder doppelte Brechung erhalten haben, kommt darin mit einander überein, daß es, wenn man es auf eine spiegelnde Ebene unter deren Polarisationswinkel auffallen läßt, von dieser Ebene bei einer bestimmten Stellung der Reflexionsebene gänzlich, und bei der darauf senkrechten gar nicht zurückgeworfen wird; es unterscheiden sich daher die auf verschiedenem Wege

erhaltenen polarisirten Lichter, wenn sie eine und dieselbe Fortschreitungsrichtung haben, in Nichts von einander, als daß die Stellung der Reflexionsebene von derjenigen Spiegelfläche, womit man die verschiedenen Lichter untersucht, beim einen eine andere werden kann als bei einem andern, um sie in der gleichen Phase wahrzunehmen. Gehören verschiedene polarisirte Lichter bei einerlei Fortschreitungsrichtung verschiedenen Stellungen der Reflexionsebene an, so folgt daraus, daß ihnen verschiedene Polarisationsebenen angehören, und man sagt dann, sie seien unter dem Winkel gegen einander polarisirt, den ihre Polarisationsebenen mit einander machen.

Die Stellung der Polarisationsebene ist beim polarisirten Lichte dermaßen ausschließlich das, wodurch dessen Natur allein bestimmt wird, daß man in jeglicher Aussage, ohne ihre Richtigkeit zu schmälern, statt des auf einem Wege erhaltenen polarisirten Lichtes, das auf jedem andern Wege erhaltene setzen darf, wenn nur die Polarisationsebene in beiden die gleiche ist. Eben so kann man in allen Fällen, wo die Natur des polarisirten Lichtes durch Reflexion an einer spiegelnden Ebene unter dem Polarisationswinkel untersucht worden ist, statt der Spiegelfläche eine Reihe von durchsichtigen parallelen Platten, wenn diese nur vollständig genug polarisiren, oder das eine aus einem doppelt brechenden Krystall hervorgehende Bild nehmen. Die Erscheinung bleibt stets die gleiche, wenn man nur dafür Sorge trägt, daß die Polarisationsebene des auf eines dieser Prüfungsmittel auffallenden Lichtes, und die, welche diesem Prüfungsmittel selber angehört, einerlei Winkel mit einander machen. So wird es möglich, jeden der oben bei der Untersuchung des auf verschiedenen Wegen erhaltenen polarisirten Lichtes erhaltenen Sätze auf 16 verschiedene Arten in Worte zu fassen; weil aber jede von diesen Arten vollkommen dasselbe aussagt, wie jede andere, so wäre es völlig unnütz, mehr als eine derselben anzuführen. Bei allen solchen Bestimmungen handelt es sich immer nur um den Winkel, den die zwei Polarisationsebenen mit einander machen; daher hat man bei dergleichen Angaben nicht sowohl die Stellung einer jeden Polarisationsebene einzeln, als die gegenseitige Stellung beider in's Auge zu fassen.

Weil die auf verschiedenem Wege erhaltenen polarisirten Lichter bezüglich ihrer Polarisationsebene die gleichen Eigenschaften besitzen, so ist die Angabe des Weges, auf dem man zu ihnen gelangt ist, überflüssig; es genügt in jedem Falle schon die Angabe der Polarisationsebene, welche das Licht auf dem eingeschlagenen Wege erhalten hat. Aus diesem Grunde sind Ausdrücke sehr bequem, welche für alle Arten, das Licht zu polarisiren, dieselben bleiben. Darum wollen wir jede Vorkehrung, wodurch man polarisirtes Licht erhält, es mag eine spiegelnde Ebene, oder ein Bündel paralleler durchsichtiger Platten, oder ein doppelt brechender Krystall sein, durch das Wort Polarisationsmittel bezeichnen, und die eine oder zwei Polarisationsebenen, welche dem aus einem

solchen Polarisationsmittel hervorgehenden Lichte angehören, die Polarisationsebenen dieses Polarisationsmittels nennen. Die spiegelnde Ebene, sowie das Bündel paralleler durchsichtiger Platten werden wir ein einfaches, dagegen den doppelt brechenden Krystall ein doppeltes Polarisationsmittel nennen, weil aus jenen immer nur polarisirtes Licht von einer Art, aus diesem aber im Allgemeinen zwei Arten polarisirten Lichtes hervorgehen, die in gewisser Weise entgegengesetzte Eigenschaften besitzen.

In der Regel liefert ein doppelt brechender Krystall gleichzeitig zweierlei auf einander senkrecht polarisirte Lichtportionen; man hat indessen Mittel gefunden, eine von diesen beiden Lichtportionen gänzlich von der andern abzusondern, so daß der Krystall nur eine von ihnen für die Beobachtung hergiebt, was in vielen Fällen großen Vortheil bringt. — Man hat an einigen Krystallen, wie namentlich am Turmalin, dessen Seitenflächen parallel mit seiner Axe laufen, die Eigenschaft entdeckt, daß sie das eine von den beiden Bündeln, in welche das von außen in sie eindringende Licht gespalten wird, in ungleich stärkerem Verhältniß absorbiren, als das andere; nimmt man daher parallel mit der Axe geschnittene Turmalinplatten, welche dick genug sind, um das eine Bündel fast ganz zu verschlucken, so lassen diese blos das andere Bündel zur Wahrnehmung kommen. So zubereitete Turmalinplatten, welche nur polarisirtes Licht von einer und derselben Art durch sich lassen, haben, obgleich an und für sich doppelt brechend, die Natur eines einfachen Polarisationsmittels angenommen; sie lassen, wie man aus einem Versuche leicht ersehen kann, nur solches Licht durch sich hindurch gehen, dessen Polarisationsebene senkrecht auf ihrer optischen Axe steht. — Die beiden Bündel in einem doppelt brechenden Krystall durchlaufen diesen in verschiedenen Richtungen, weßhalb man es dahin bringen kann, daß das eine davon durch totale Reflexion zur Seite abgelenkt wird, und nur noch das andere durch den Krystall hindurch geht. Nicol hat dieß beim Doppelspath auf eine sinnreiche Weise aus der Besonderheit der doppelten Brechung in diesem Mineral und aus der Natur der totalen Reflexion zu bewirken gelehrt, daher pflegt man die nach seiner Vorschrift verfertigten Kalkspathrhomboeder, welche nur eines von den beiden durch die doppelte Brechung von einander losgerissenen Lichtbündeln durch sich lassen, Nicol'sche Prismen zu nennen. Auch das Nicol'sche Prisma, welches nur das eine von den beiden Bündeln durch sich läßt, hat die Natur eines einfachen Polarisationsmittels angenommen, es läßt, wie die Versuche sogleich zeigen, nur das außergewöhnliche Licht durch sich hindurch gehen. — In den meisten Fällen ist der Winkel, unter welchem die beiderlei polarisirten Lichtbündel den Krystall durchziehen, nur sehr klein, und dann hält es schwer, die beiden Lichtbündel getrennt von einander darzustellen. Man kann jedoch stets diesen Zweck dadurch erreichen, daß man den Krystall zu einem Prisma schleift, dessen Kante senkrecht auf der Ebene steht, in der die

Richtungen der beiden Bündel liegen; denn dann divergiren die beiderlei Lichtstrahlen nach ihrem Austritte aus dem Prisma und sondern sich eben deßhalb in der dazu erforderlichen Entfernung vom Prisma jederzeit von einander ab. Zwar tritt hierbei, wenn man sich zu dem Versuche des weißen Lichts bedient, bei jeder Art von Strahlen eine Farbenzerstreuung ein, so daß jedes Bündel farbige Säume annimmt, welche jedoch durch Anlegung eines Glasprisma's von umgekehrter Wirkung auf die Farben an das Krystallprisma sich fast ganz und gar aufheben lassen.

Eigentlich gelten die bisher ausgesprochenen Eigenschaften des polarisirten Lichts blos so lange, als man es mit homogenem Licht zu thun hat. Die verschiedenen homogenen Lichter haben ihrer verschiedenen Brechbarkeit gemäß verschiedene Polarisationswinkel, so daß im weißen Lichte sich eine Menge Polarisationswinkel von verschiedener Größe geltend machen. Weil indessen der Unterschied in der Größe dieser verschiedenen Polarisationswinkel nicht sehr beträchtlich ist, so sind die Erscheinungen bei dem zusammengesetzten weißen Lichte nicht sehr verschieden von denen bei homogenem Lichte, und man pflegt deßhalb in der Beschreibung beider keinen Unterschied zu machen. Doch liegt hierin der Grund, warum beim weißen Lichte, auch wenn es eine sehr geringe Ausdehnung hat, das aus dem hintern Polarisationsmittel hervorgehende Licht bei keiner Lage der Polarisationsebene bis auf die letzte Spur verschwindet.

Will man die bisher beschriebenen Erscheinungen mit Genauigkeit und Bequemlichkeit beobachten, so wird man wohlthun, sich zu diesem Zwecke eine besondere Vorrichtung anfertigen zu lassen, an der sich die Richtungsänderungen der Lichtstrahlen, so wie die relative Stellung der beiden Polarisationsebenen leicht und sicher ablesen lassen. Jede Vorrichtung, wodurch sich dieser Zweck erreichen läßt, und die von sehr verschiedenem äußern Aussehen sein können, wird **Polarisationsapparat** genannt. Alle diese Apparate kommen indessen darin mit einander überein, daß beide Polarisationsmittel in cylinderförmigen Fassungen, deren Axen in derselben Geraden liegen, so eingesetzt werden, daß die Polarisationsebenen der beiden Polarisationsmittel durch diese Gerade hindurch gehen. Beide Fassungen, oder doch wenigstens eine von beiden, wird um ihre Axe drehbar eingerichtet, so daß sich beide Polarisationsebenen unter jedem beliebigen Winkel gegen einander stellen lassen, dessen Größe man durch eine angebrachte Theilung messen kann. Wo Krystallplatten, Turmalinplatten oder **Nicol**'sche Prismen als einfache Polarisationsmittel benützt werden, reicht man mit dieser einfachen Einrichtung aus, wo aber spiegelnde Ebenen oder parallele durchsichtige Platten als Polarisationsmittel benützt werden sollen, müssen diese noch um Axen drehbar sein, welche senkrecht auf den vorhin erwähnten Axen der Fassungen stehen und mit den spiegelnden oder brechenden Ebenen parallel laufen, um mittelst Theilungen, welche auf die zuletzt genannten Axen gesteckt werden, die Größe des Winkels,

unter welchem das Licht auf die Ebene fällt, des Polarisationswinkels, messen zu können. Bei dem Gebrauche solcher Instrumente hat man dafür Sorge zu tragen, daß die Richtung des von der Mitte des einen Polarisationsmittels zu der des andern sich fortpflanzenden Lichtes mit der Hauptaxe des Instruments parallel laufe.

Worin unterscheidet sich das polarisirte Licht vom nicht polarisirten?

Fragt man nach dem Grunde, wodurch sich verschiedene polarisirte Lichter von einander und vom gemeinen, noch unpolarisirten Lichte unterscheiden, so kommt man, hat man sich erst auf den Standpunkt gesetzt, von wo aus man das Licht als Schwingungen der Aethertheilchen betrachtet, fast mit Nothwendigkeit auf den Gedanken, daß das polarisirte Licht sowohl an seinen verschiedenen Stellen als im Verlauf der Zeit Licht mit einer unveränderlichen Schwingungsrichtung sei, und die verschieden polarisirten Lichter blos darum verschieden sind, weil deren Schwingungsrichtungen von einem zum andern sich ändern. Unter dem gemeinen, nicht polarisirten Lichte hätte man sich dann ein solches vorzustellen, in welchem verschiedene Schwingungsrichtungen an derselben Stelle sich succediren, so daß man sich im gemeinen Lichte dasselbe Aethertheilchen im Laufe der Zeit mit wechselnder Schwingungsrichtung vorzustellen hätte. Geht man von der unter Voraussetzung, daß im Bereiche eines polarisirten Lichtes nur eine und dieselbe Schwingungsrichtung herrsche, natürlichsten Annahme aus, daß die Schwingungsrichtung senkrecht auf der Polarisationsebene stehe, so wird man mit Nothwendigkeit auf folgende weitere Folgerungen hingeführt:

1) In dem durch Spiegelung polarisirten Lichte ist die Schwingungsrichtung senkrecht zur Reflexionsebene anzunehmen. Durch die Stellung einer Ebene ist die Lage der auf ihr senkrechten Geraden mit voller Bestimmtheit gegeben; daher ist die Schwingungsrichtung in einem durch Reflexion polarisirten Lichte zugleich mit dessen Reflexionsebene gegeben. Die auf der Polarisationsebene senkrechte Gerade läuft mit der spiegelnden Ebene parallel.

2) In dem durch einfache Brechung polarisirten Lichte hätte man dessen Schwingungsrichtung sich senkrecht auf der Ebene zu denken, welche durch den Lichtstrahl geht und senkrecht auf der Refractionsebene steht. Eine Gerade, welche senkrecht auf einer Ebene steht, läuft mit jeder Ebene parallel, die senkrecht auf der vorigen steht; daher läuft die Schwingungsrichtung des durch einfache Brechung polarisirten Lichtes mit der Refractionsebene parallel.

3) Das in einem optisch einaxigen Krystall erzeugte gewöhnliche Licht hat den Hauptschnitt des Krystalls zu seiner Polarisationsebene, wie vorhin angegeben worden ist; daher steht

die Schwingungsrichtung dieser Lichtportion senkrecht zum Hauptschnitt. Da die Axe des Krystalls immer in seinem Hauptschnitt liegt, so steht die Schwingungsrichtung des gewöhnlichen Lichtbündels jederzeit senkrecht auf der Krystallaxe.

4) Das in einem optisch einaxigen Krystall erzeugte außergewöhnliche Licht hat, wie vorhin angegeben worden ist, zur Polarisationsebene eine auf dem Hauptschnitt senkrechte Ebene; daher läuft die Schwingungsrichtung des außergewöhnlichen Lichts mit dem Hauptschnitt parallel. Hieraus folgt, daß die Schwingungsrichtungen der beiden in einem einaxigen Krystall erzeugten Lichtbündel senkrecht auf einander stehen, oder daß beide Lichtbündel senkrecht auf einander polarisirtes Licht enthalten, eine Folgerung, die aus den Schwingungsrichtungen dasselbe ableitet, was die Versuche in Bezug auf Polarisationsebenen an die Hand gegeben haben.

Die vorstehenden vier Bestimmungen der Schwingungsrichtung in dem auf verschiedenem Wege erhaltenen polarisirten Lichte stehen in einem solchen Zusammenhange unter einander, daß die Richtigkeit der ersten die Richtigkeit der übrigen nach sich zieht. Die volle Uebereinstimmung dieser Bestimmungen mit den verschiedenartigsten Erscheinungen läßt keinen Zweifel über deren Zulässigkeit mehr aufkommen.

§. 129. Wellentheorie des Lichtes.

Die durch Fresnel constatirte Thatsache der Interferenz des Lichtes in Verbindung mit den durch Malus aufgefundenen Eigenschaften des polarisirten Lichtes gab in Bezug auf die Natur des Lichtes so sichere Anhaltspunkte her, daß sich von da an über das eigentliche Wesen dieser geheimnißvollen Thätigkeit mit einer viel größern Bestimmtheit als zuvor reden ließ. Bis zum Anfang des gegenwärtigen Jahrhunderts wurde das Licht von den meisten Physikern als ein Ausfluß von sehr feinen, höchst elastischen Theilchen gehalten, die von den leuchtenden Stellen ausgeschickt werden und an den Körpern, denen sie begegnen, Veränderungen erleiden. Man bezeichnete diese Ansicht von der Natur des Lichtes durch das Wort Emanationshypothese. Nur sehr wenige Physiker aus den früheren Jahrhunderten glaubten die Lichterscheinungen aus der Wellenbewegung in einer supponirten, fast körperlosen Flüssigkeit erklären zu können, welche Ansicht bezüglich der Natur des Lichtes den Namen Undulationshypothese erhalten hat; allein es fehlten diesen Wenigen noch die zur Geltendmachung ihrer Anschauungsweise erforderlichen Thatsachen, und so kam es, daß die Undulationshypothese fast ohne allen Anklang todt daliegen blieb. Nachdem aber die Interferenz und Polarisation des Lichtes auf eine unzweifelhafte Weise den Sinnen vorgelegt war, — zwei Thatsachen,

in denen allein die Wellennatur des Lichtes sich entschiedener kund giebt, als in allen übrigen Eigenschaften des Lichtes zusammen genommen, — zogen Fresnel und im Wetteifer mit ihm viele der ausgezeichnetsten Physiker Europa's so viele Stützen für die Undulationstheorie aus ihrem vorigen Dunkel, und brachten sie in eine so innige Verbindung unter einander, daß ein Gebäude, die Lichtwellenlehre, von solcher Eleganz und Festigkeit daraus hervorgieng, wie es in keinem andern Theile der Physik besser zu finden ist, und an welchem eben deßwegen, selbst in einem Compendium, nicht mit Stillschweigen vorüber gegangen werden darf. Indem ich es jetzt unternehme, von der Wellenlehre des Lichtes einen kurzen, jedoch umfassenden Ueberblick zu geben, schicke ich die vielleicht überraschende Bemerkung voraus, daß sie die entlegensten und verwickeltsten Erscheinungen zwar mit großer Leichtigkeit und Sicherheit erklärt, aber zur Darlegung der scheinbar einfachsten Hergänge fast die gleichen Mittel in Bewegung setzen muß, wie zur Enträthselung der verborgensten Geheimnisse. Aus diesem Grunde werde ich successive die Erklärungsweisen der Undulationstheorie bezüglich I. der Fortschreitung, II. der Beugung, III. der Zurückwerfung, IV. der einfachen Brechung, und V. der doppelten Brechung des Lichtes zur Sprache bringen.

I. Fortschreitung des Lichtes im Sinne der Wellentheorie.

Wird der Aether an irgend einer Stelle eines völlig homogenen, durchsichtigen Mittels in schwingende Bewegung gesetzt, so theilt sich diese schwingende Bewegung des einen Aethertheilchens nach und nach den entferntern Aethertheilchen mit, wie beim Schalle die schwingende Bewegung eines Lufttheilchens mit der Zeit an entfernter liegende Lufttheilchen übergeht. Wiederholt das erste Theilchen seine Schwingung stets in der gleichen Weise, so setzen sich im Laufe der Zeit alle dieses umgebenden Theilchen in Schwingungen, die sich ebenfalls stets wiederholen und deren Bahnen der des ursprünglich in Bewegung gesetzten Theilchens parallel und ähnlich werden, die entferntern Theilchen aber kommen stets später in die entsprechenden Punkte ihrer Bahnen; es werden daher die auf einer durch das erstschwingende Theilchen hindurch gezogenen Geraden liegenden Theilchen zwar nur successive in entsprechende Punkte ihrer Bahnen gelangen, doch werden nichts destoweniger zu derselben Zeit zwei auf dieser Geraden in gewisser Entfernung aus einander liegende Theilchen entsprechende Stellen ihrer Bahnen einnehmen müssen. Der Abstand zweier nächster Theilchen, die in entsprechenden Punkten ihrer Bahnen liegen, ist es, was man die Wellenlänge in der Richtung der von der Erregungsstelle aus gezogenen Geraden nennt. Es ist dieß der allgemeine Hergang bei einer jeden Art von Wellenbewegung, und es ist den Mathematikern der Nachweis gelungen, daß alle solche Schwingungsbewegungen von sehr kleinem Umfange durch eine Gleichung von der Form:

$$z = \mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x) \qquad (1.)$$

sich darstellen lassen, worin π die Ludolph'sche Zahl, λ die Wellenlänge in der Richtung, die man auffaßt, x die Entfernung des in Betracht genommenen Theilchens von der Erregungsstelle, v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellenbewegung in der aufgefaßten Richtung, t die Zeit, in der das Theilchen in Betrachtung genommen wird, und z die Seitenabweichung von seiner Ruhelage bezeichnet, welche dasselbe Theilchen zu dieser Zeit erfahren hat, während $\mathfrak{A}$ den größten Werth von allen diesen Seitenabweichungen vorstellt, und man hat allen Grund, durch $\mathfrak{A}^2$ die Stärke des aus einer solchen Wellenbewegung hervorgehenden Lichtes auszusprechen, welche Lichtstärke, je nach der Entstehungsweise der Wellen an den verschiedenen Orten eine verschiedene, und gewöhnlich von dem Werthe x abhängig ist. Die Richtigkeit dieser Gleichung ist zwar dem strengen mathematischen Gange zur Folge nur so lange völlig gesichert, als die Größe der Schwingungsbahnen sehr klein ist in Vergleich zum Abstande des Theilchens von der Erregungsstelle, eine Voraussetzung, die jedoch namentlich beim Lichte als stets vorhanden angenommen werden darf.

Man sieht aus dieser Gleichung auf der Stelle ein, daß z denselben Werth erhält, so oft t einen um die Größe $\frac{\lambda}{v}$ abgeänderten Werth annimmt, es stellt mithin $\frac{\lambda}{v}$ die Zeit vor, in welcher jedes Theilchen einmal seine Bahn durchläuft. Nennt man diese Zeit die Schwingungszeit und bezeichnet sie durch τ, so ist also:

$$\tau = \frac{\lambda}{v}, \qquad (2.)$$

eine Gleichung, in welcher sich eine sehr einfache Abhängigkeit zwischen der Schwingungszeit, der Wellenlänge und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in der gewählten Richtung ausspricht. Die Erfahrung lehrt, daß es Licht von sehr verschiedener Schwingungsdauer, oder, was nach der Gleichung (2.) dasselbe sagt, Licht von sehr verschiedener Wellenlänge giebt. Man nennt Licht von einer und derselben Schwingungsdauer homogenes Licht. Homogenes Licht von abgeänderter Schwingungsdauer erscheint dem Auge in einer abgeänderten Farbe.

Die Art, wie sich die Lichtbewegung in einem gegebenen durchsichtigen Mittel fortpflanzt, hängt begreiflicherweise von der besondern Natur dieses Mittels ab. Sie kann nach allen Richtungen hin völlig in der gleichen Weise geschehen, dann wird man sich die Wellenflächen, d. h. die Sammlung aller derjenigen Stellen, welche von der Erregungsstelle aus nach Ablauf einer gleichen Zeit in völlig einerlei Zustand der Bewegung gerathen, als Kugelflächen

vorstellen müssen. Gestattet aber die Eigenthümlichkeit des durchsichtigen Mittels nach einer Seite hin eine raschere Fortpflanzung der Lichtbewegung als nach einer andern Seite hin, so wird sich darnach die Form der Wellenflächen abändern müssen, in einer Weise, die sich nur aus der besondern Natur dieses Mittels herleiten lassen wird. Ja es kann die Individualität eines solchen Mittels von der Art sein, daß es die ursprüngliche Erregung zwingt, in zweierlei Erregungen zu zerfallen, wie in doppeltbrechenden Krystallen wirklich der Fall ist, von denen jede die ihr eigenthümlichen Wellenflächen annimmt. Hiernach wird der genauen Angabe der Lichtfortpflanzung in einem gegebenen Mittel immer die umsichtige Untersuchung der besondern Natur dieses Mittels vorausgeschickt werden müssen, woraus man sieht, daß die Angabe der Art und Weise, wie sich Licht in einem bestimmten durchsichtigen Mittel fortpflanzt, nichts so sehr Einfaches ist, als man beim ersten Blicke glauben sollte.

Wir sind bisher von der Voraussetzung ausgegangen, daß die Lichterregung sich blos auf ein einziges Aetherteilchen beschränkt, weil so das Resultat der Lichtbewegung am leichtesten vorausgesehen werden kann. Werden gleichzeitig mehrere Aethertheilchen in die ursprüngliche Erregung hineingezogen, so wird jedes dieser Theilchen die von ihm entferntern in eine Schwingungsbewegung von der eben beschriebenen Art versetzen wollen; es wird also in einem solchen Falle die Schwingungsbewegung eines entlegenen Theilchens das Resultat aller der Schwingungen sein, in welche die mehrern erregenden Stellen dieses Theilchen versetzen wollen. Bei diesem Geschäfte muß man neben der Richtung auch die Kraft kennen, womit jede Theilbewegung eingeleitet wird, um dann durch Zusammensetzung dieser Kräfte die eine zu erhalten, welche das Resultat der vielen ist. Erwägt man aber, daß die Kraft einer bewegten Masse ihrer Geschwindigkeit proportional ist, so überzeugt man sich, daß diese Kraft auf folgende Weise gefunden werden kann. Ist nämlich zur Zeit t

$$z = \mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x)$$

die Seitenabweichung eines in der Entfernung x von der Erregungsstelle befindlichen Theilchens, so ist

$$z + dz = \mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x) + \mathfrak{A} \frac{2\pi v}{\lambda} \cos (vt - x) \,.\, dt$$

die Seitenabweichung desselben Theilchens zur Zeit $t + dt$, vorausgesetzt, daß dt eine nur unendlich kleine Zeitlänge sei; und aus diesen beiden Gleichungen folgt:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2\pi \mathfrak{A} v}{\lambda} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x) \,. \qquad (3.)$$

Da nun den bekanntesten Regeln der Mechanik zur Folge $\frac{dz}{dt}$ die Geschwin-

digkeit dieses Theilchens zur Zeit t ist, so giebt dieser Quotient die Größe der Kraft zu erkennen, welche dem Theilchen in jedem Augenblicke innewohnt.

Um an einem sehr einfachen Beispiele zu zeigen, welche Umstände bei der Zusammensetzung von mehreren Wellenbewegungen zu berücksichtigen sind, seien

$$z_1 = \mathfrak{A}_1 \sin \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x_1) \text{ und } z_2 = \mathfrak{A}_2 \sin \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x_2)$$

die Seitenabweichungen eines und desselben Aethertheilchens zu derselben Zeit t, wie sie aus zwei ursprünglich erregten Aethertheilchen hervorgehen, und es sei die Richtung einer jeden dieser beiden Schwingungen bekannt, so sind:

$$\frac{2\pi}{\lambda}\mathfrak{A}_1 v \cos \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x_1) \text{ und } \frac{2\pi}{\lambda}\mathfrak{A}_2 v \cos \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x_2)$$

die Kräfte, welche das in Betrachtung genommene Aethertheilchen zu derselben Zeit durch die beiden Wellenerregungen erlangt, ihrer Größe nach; man kann daher die eine aus diesen beiden, ihrer Größe und Richtung nach bekannten Kräften, hervorgehende Kraft mittelst des Parallelogramms der Kräfte für jeden Zeitpunkt angeben, wodurch die Mechanik in den Stand gesetzt wird, die Form der einen aus den beiden hervorgehenden Schwingungen zu bestimmen. Wir finden uns jedoch hier an diesem Orte bewogen, den allgemeinen Hergang zu verlassen und zu einem besondern Falle über zu gehen, der in der Anwendung fast allein nur gebraucht wird. Dieser besondere Fall ist der, wo die Elementarschwingungen in unter sich parallelen Geraden geschehen; dann nämlich wird die Anwendung des Parallelogramms der Kräfte überflüssig, weil die Richtungen der in einem Aethertheilchen wirkenden Elementarkräfte immer in derselben Geraden liegen, und sich daher einfach zur Summe zusammensetzen, wenn sich, wie in allen obigen Ausdrücken der Fall ist, der Gegensatz der Richtungen durch einen Gegensatz in ihren Vorzeichen zu erkennen giebt. In diesem besondern Falle geschieht also die eine aus den beiden hervorgehenden Schwingungen längs derselben Geraden mit der Kraft:

$$\frac{2\pi}{\lambda}\mathfrak{A}_1 v \cos \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x_1) + \frac{2\pi}{\lambda}\mathfrak{A}_2 v \cos \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x_2)\,,$$

welche durch ihr Vorzeichen die Richtung der Bewegung längs derselben Geraden zu erkennen giebt. Die bekanntesten trigonometrischen Relationen geben aber:

$$\cos \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x_1) = \cos \frac{2\pi}{\lambda} vt \,.\, \cos \frac{2\pi}{\lambda} x_1 + \sin \frac{2\pi}{\lambda} vt \,.\, \sin \frac{2\pi}{\lambda} x_1\,,$$

$$\cos \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x_2) = \cos \frac{2\pi}{\lambda} vt \,.\, \cos \frac{2\pi}{\lambda} x_2 + \sin \frac{2\pi}{\lambda} vt \,.\, \sin \frac{2\pi}{\lambda} x_2\,;$$

setzt man daher:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{A}_1 \cos \frac{2\pi}{\lambda} x_1 + \mathfrak{A}_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} x_2 &= \mathfrak{A} \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \text{ und} \\ \mathfrak{A}_1 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x_1 + \mathfrak{A}_2 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x_2 &= \mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} x\,, \end{aligned}\right\} \quad (\odot)$$

so läßt sich die so eben erhaltene Kraft darstellen in der Form:

$$\frac{2\pi}{\lambda} v\mathfrak{A} \left(\cos\frac{2\pi}{\lambda} x \,.\, \cos\frac{2\pi}{\lambda} vt + \sin\frac{2\pi}{\lambda} x \,.\, \sin\frac{2\pi}{\lambda} vt\right),$$

d. h. in der:

$$\frac{2\pi v\mathfrak{A}}{\lambda} \cos\frac{2\pi}{\lambda}(vt - x), \tag{4.}$$

und man erhält die neuen Werthe $\mathfrak{A}$ und x aus den beiden so eben festgestellten Bedingungsgleichungen (⊙) wie folgt:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{A}^2 &= (\mathfrak{A}_1 \cos\frac{2\pi}{\lambda} x_1 + \mathfrak{A}_2 \cos\frac{2\pi}{\lambda} x_2)^2 + (\mathfrak{A}_1 \sin\frac{2\pi}{\lambda} x_1 + \mathfrak{A}_2 \sin\frac{2\pi}{\lambda} x_2)^2 \\ &= \mathfrak{A}_1^2 + \mathfrak{A}_2^2 + 2\mathfrak{A}_1\mathfrak{A}_2 \cos\frac{2\pi}{\lambda}(x_1 - x_2)\end{aligned}\right\} \tag{5.}$$

und

$$\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda} x = \frac{\mathfrak{A}_1 \sin\frac{2\pi}{\lambda} x_1 + \mathfrak{A}_2 \sin\frac{2\pi}{\lambda} x_2}{\mathfrak{A}_1 \cos\frac{2\pi}{\lambda} x_1 + \mathfrak{A}_2 \cos\frac{2\pi}{\lambda} x_2}. \tag{6.}$$

Eine Vergleichung der Ausdrücke (1.) und (3.) mit einander giebt sogleich zu verstehen, daß die Kraft (4.) einer Seitenabweichung z entspricht, welche durch die Gleichung

$$z = \mathfrak{A} \sin\frac{2\pi}{\lambda}(vt - x)$$

bestimmt wird, und man überzeugt sich leicht, daß

$$z = z_1 + z_2$$

ist; man kann mithin das Aufsuchen der Kräfte dadurch sich ersparen, daß man gleich von vorn herein die Schwingungsweise aufsucht, die zu ihrer Seitenabweichung zu jeder Zeit die Summe der aus den einfachen Schwingungen hervorgehenden Seitenabweichungen hat. Es bezeichnet auch hier wieder $\mathfrak{A}^2$ die Lichtstärke in der aus den beiden einfachen Wellenbewegungen hervorgehenden zusammengesetzten Wellenbewegung an jedem Orte. Man sieht ohne Mühe ein, daß die vorstehende Rechnung auf die Voraussetzung sich stützt, daß der Werth von λ in den beiden Wellenzügen derselbe sei, oder daß beide Erregungsstellen dasselbe homogene Licht liefern; die erhaltenen Resultate finden daher auch nur unter derselben Voraussetzung ihre Anwendung.

In ganz gleicher Weise ergeben sich die für beliebig viele in parallelen Geraden ursprünglich schwingenden Aethertheilchen hervorgehenden zusammengesetzten Schwingungen. Dabei stößt man stets auf Bedingungsgleichungen von der Form derer in (⊙) aufgestellten, nur mit dem Unterschiede, daß auf deren linken Seiten so viele Summanden auftreten, als Aethertheilchen in die ursprüngliche Erregung hineingezogen worden sind. Diese Summen verwandeln sich, den Regeln der höhern Rechnung gemäß, in Integrale,

wenn die ursprünglich erregten Aethertheilchen nicht mehr in bestimmt gegebenen Entfernungen aus einander, sondern stetig neben einander liegen. Diese Gleichungen enthalten in jedem Falle das Ergebniß von allen zwischen den elementaren Wellenbewegungen vorgefallenen Lichtinterferenzen, somit die Enderscheinung in sich. Ich werde nun an den Gleichungen (5.) und (6.) die verschiedenen Fälle zu erläutern suchen, welche aus dem Ineinanderwirken von nur zwei elementaren Wellenbewegungen hervorgehen können.

Die Gleichung (5.) verwandelt sich in

$$\mathfrak{A}^2 = (\mathfrak{A}_1 + \mathfrak{A}_2)^2 ,$$

in allen Fällen, wo $\cos \frac{2\pi}{\lambda} (x_1 - x_2) = 1$ ist, d. h. jedesmal, wenn $\frac{x_1 - x_2}{\lambda}$ eine ganze Zahl oder Null ist, und in

$$\mathfrak{A}^2 = (\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A}_2)^2$$

in allen Fällen, wo $\cos \frac{2\pi}{\lambda} (x_1 - x_2) = -1$ ist, d. h. jedesmal, wenn $\frac{x_1 - x_2}{\lambda}$ um $\frac{1}{2}$ von einer ganzen Zahl verschieden ist; dagegen verwandelt sie sich in

$$\mathfrak{A}^2 = \mathfrak{A}_1^2 + \mathfrak{A}_2^2$$

in allen Fällen, wo $\cos \frac{2\pi}{\lambda} (x_1 - x_2) = 0$ ist, d. h. jedesmal, wenn $\frac{x_1 - x_2}{\lambda}$ von einer ganzen Zahl um $\frac{1}{4}$ verschieden ist. Hieraus folgt: 1) daß in der zusammengesetzten Wellenbewegung die Lichtstärke nur an solchen Stellen die Summe von denen ist, welche von den einfachen Wellenbewegungen an diesen Stellen entstanden wären, wenn die Abstände x_1 und x_2 einer solchen Stelle von den beiden Erregungsstellen ihrer Länge nach um ein Viertheil von einer ganzen Anzahl von Wellenlängen von einander verschieden sind; 2) daß an allen übrigen Stellen die Lichtstärke größer oder kleiner ist als die Summe derer, welche diese Stellen von den einzelnen Erregungsstellen aus annähmen; 3) daß die Unterschiede zwischen der Lichtstärke in der resultirenden Welle und der Summe der Lichtstärken in den einfachen Wellen an solchen Stellen am größten werden, deren Abstände x_1 und x_2 von den Erregungsstellen um eine ganze Anzahl von halben Wellenlängen von einander verschieden sind, so zwar, daß wenn die größte Lichtstärke da eintritt, wo $x_1 - x_2$ einer geraden Anzahl von halben Wellenlängen gleich ist, die geringste Lichtstärke sich vorfinden wird, wo $x_1 - x_2$ einer ungeraden Anzahl von halben Wellenlängen gleich ist. Diese Angaben setzen jedoch voraus, daß die Schwingungen an den Erregungsstellen nicht blos in parallelen Geraden, sondern auch so geschehen, daß die schwingenden Theilchen zu derselben Zeit

sich in entsprechenden Stellen ihrer Bahnen befinden. Wollte man diese letztere Bedingung als nicht vorhanden annehmen, so könnte man diesen Fall dadurch auf den frühern zurückführen, daß man die Werthe x_1 und x_2 in der erforderlichen Weise, je nach der Lage der in's Auge gefaßten Stelle zu den beiden Erregungsstellen sich abändern ließe. In jedem Falle treten die eigenthümlichen Folgen der Interferenz am stärksten ein, wenn $A_1 = A_2$ ist, d. h. an solchen Stellen, denen in den einfachen Wellenbewegungen einerlei Lichtstärke zukommt, weil dann die geringste Lichtstärke Null ist, also völlig dunkle Stellen sich zeigen müssen. Die aus der Interferenz entspringende Ungleichheit in der Beleuchtung der verschiedenen Stellen wird jedoch geringe, wenn einer der beiden Werthe A_1^2 und A_2^2 sehr klein in Vergleich zum andern ist, wenn schon die Schwingungen der Aethertheilchen in Richtungen geschehen, die sämmtlich mit einer und derselben Geraden parallel laufen. Dieser schnelle Wechsel in der Beleuchtung, welcher bei nur zwei leuchtenden Punkten am stechendsten hervortritt, verwischt sich im Allgemeinen mit der Vielheit der leuchtenden Punkte mehr und mehr, doch kann er unter besondern Umständen auch da sich noch recht bemerklich machen, wo leuchtende Stellen in größerer Anzahl auf einander einwirken.

Wenn das durchsichtige Mittel den Schwingungen eines ursprünglich erregten Aethertheilchens eine und dieselbe Fortpflanzungsgeschwindigkeit nach allen Seiten hin gestattet, so hat v in der Gleichung (1.) in Bezug auf jede Richtung einen und denselben Werth; wenn aber die Natur des durchsichtigen Mittels von solcher Art ist, daß die Fortschreitung der Schwingung in einer Richtung mehr begünstigt wird, als in einer andern, so nimmt v in der Gleichung (1.) je nach der Richtung der Fortpflanzung verschiedene Werthe an. Kennt man die Art und Weise, wie sich der Werth von v nach den verschiedenen Seiten des Raumes hin in einem gegebenen Mittel abändert, so läßt sich hiernach die Form der Wellenflächen in diesem Mittel angeben, so wie sich auch der aus einer solchen Wellenbewegung hervorgehende Zustand eines jeden Aethertheilchens zu jeder Zeit mit Leichtigkeit bestimmen läßt. Es springt in die Augen, daß die Wellenflächen innerhalb eines allerwärts in Bezug auf irgend eine im Raume fest gewählte Richtung völlig gleich gebauten Mittels einander stets ähnlich bleiben müssen, und da dieselbe lebendige Kraft, welche ursprünglich in dem einen erregten Aethertheilchen thätig war, sich successive in die auf einander folgenden Wellenflächen überträgt, so muß sie in jedem Theilchen der verschiedenen Wellenflächen der Größe dieser Flächen umgekehrt proportional sein. Denkt man sich daher durch die ursprünglich erregte Stelle eine Gerade gelegt, so wird die an verschiedenen Stellen dieser Geraden in den Aethertheilchen enthaltene lebendige Kraft dem Quadrate der Entfernung dieses Theilchens von der Erregungsstelle umgekehrt proportional sein müssen, wenn die Lichtfortpflanzung nach allen Seiten hin geschieht; diese Kraft wird hingegen

nur dem einfachen Abstande des Theilchens von der Erregungsstelle umgekehrt proportional sein, wenn die Fortpflanzung nur in einer gegebenen Ebene geschehen kann; und sie wird sogar eine unveränderliche Größe werden, da wo die Uebertragung der Kraft nur längs einer gegebenen Geraden möglich ist. In Fällen, wo die Wellenbewegung nicht von einem einzigen, sondern gleichzeitig von vielen Aetherteilchen ausgeht, von denen jedes in ein entferntes Aethertheilchen einen Theil seiner Kraft überträgt, wäre die Mittelkraft aus allen diesen einzelnen Kräften die aus allen Erregungsstellen diesem Theilchen mitgetheilte Kraft, welche jedoch stets als Summe jener einzelnen aufgefaßt werden kann da, wo die in den ursprünglich erregten Theilchen wirkenden Kräfte zu derselben Zeit stets einerlei Richtung und dasselbe Verhältniß zu einander haben, und wo die Entfernungen dieser Theilchen von einander als verschwindend klein in Vergleich zu der Entfernung des entfernten Theilchens von ihnen angesehen werden können.

II. Beugung des Lichts im Sinne der Wellentheorie.

Die unter I. mitgetheilte Bestimmungsweise des Zustandes eines Aethertheilchens zu jeder Zeit in einem völlig gleich und gleichlaufend gebauten durchsichtigen Mittel setzen voraus, daß der Wellenbewegung durchaus kein, nicht in der Natur des Mittels selber liegendes, Hinderniß entgegen stehe; wird es aber der fortschreitenden Wellenbewegung an Stellen unmöglich gemacht, sich in der Weise fortzusetzen, wie deren Natur es eigentlich verlangt, wie wenn z. B. dem fortschreitenden Lichte ein undurchsichtiger Körper entgegengestellt wird, so reicht man mit jener Bestimmungsweise nicht mehr aus, weil besonders in der Nähe solcher Hemmungen die Bedingungen zur weitern Fortbewegung der Wellen ganz andere werden. Um auch in einem solchen Falle die Beschaffenheit der durch die Hemmnisse veränderten Wellen noch angeben zu können, hat man zu folgendem, mit dem Wesen solcher Bewegungen innig zusammenhängenden Satze seine Zuflucht genommen: D e r Z u s t a n d e i n e s i n e i n e W e l l e n b e w e g u n g h i n e i n g e z o g e n e n T h e i l c h e n s i s t z u j e d e r Z e i t d e r s e l b e, w i e e r a u s e i n e r v o r a n g e g a n g e n e n W e l l e n f l ä c h e h e r v o r g e h t, w e n n m a n s i c h a l l e T h e i l c h e n d i e s e r W e l l e n f l ä c h e a l s u r s p r ü n g l i c h e E r r e g u n g s s t e l l e n v o r s t e l l t. Mittelst dieses neuen Ausdrucks in Bezug auf die Art, wie sich eine Wellenbewegung in die Ferne fortpflanzt, wird es möglich, die Abänderung zu ermitteln, welche da eintritt, wo eine Wellenbewegung durch Hindernisse in ihrem natürlichen Fortgange gestört wird; man hat nämlich blos die Einwirkung aller Theile der an das Hinderniß angrenzenden Welle mit Ausschluß derer, deren Wirkung durch das Hinderniß aufgehoben worden ist, auf eine entferntere Stelle, in der hinter der Gleichung (6.) angedeuteten Weise zu berechnen, um die an dieser Stelle sich geltend machende Erscheinung zu erhalten. So

ist Fresnel in Bezug auf einen dem Lichte entgegengestellten schmalen undurchsichtigen Körper und in Bezug auf eine oder mehrere dem fortschreitenden Lichte offen gelassene Spalten zu Werke gegangen, und hat Resultate erhalten, welche genau mit den wirklichen, dabei sich zeigenden Erscheinungen übereinstimmen.

Dergleichen Beugungserscheinungen sind in neuerer Zeit durch Fraunhofer in sehr großer Menge, und auf eine ungleich vollkommnere Weise als bis dahin geschehen konnte, durch ein von ihm angewandtes Mittel beobachtet worden. Er stellte nämlich ein Fernrohr vor der das Licht einlassenden Oeffnung so auf, wobei es diese Oeffnung in größter Deutlichkeit sehen ließ, und brachte die lichtbeugenden Flächen dicht vor dem Objective dieses Fernrohrs an, wobei sich die Beugungserscheinungen sehr vergrößert und in großem Glanze zeigten. Alle diese neuen Beugungserscheinungen in Verbindung mit den früheren und andern von Herschel wahrgenommenen sind von Schwerd als völlig mit der Rechnung, die von ihm in einer sehr elementaren Weise gehalten worden ist, übereinstimmend nachgewiesen worden in einer Abhandlung, die den Titel führt: Die Beugungserscheinungen. Mannheim 1835.

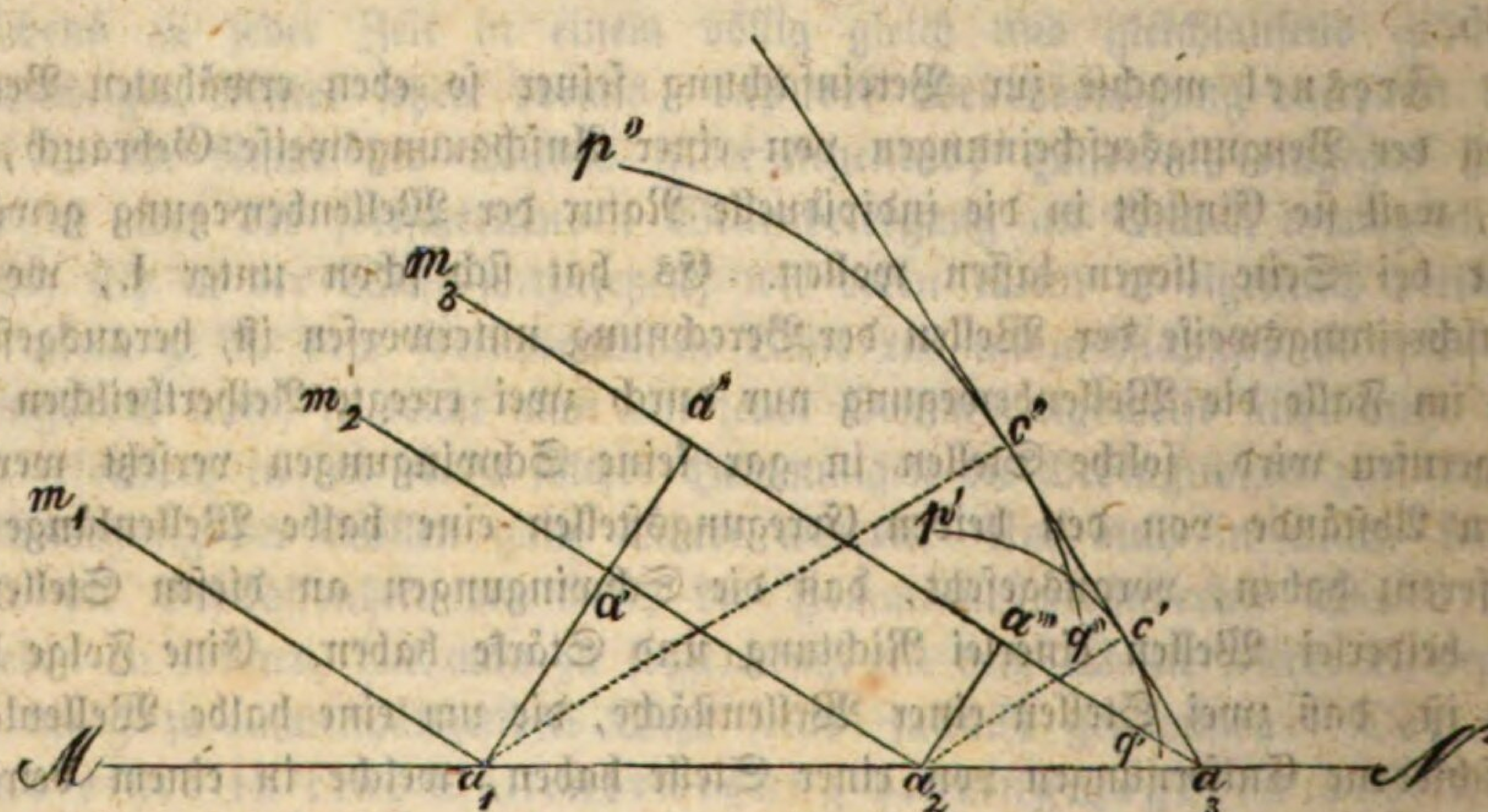
Fresnel machte zur Vereinfachung seiner so eben erwähnten Berechnung der Beugungserscheinungen von einer Anschauungsweise Gebrauch, die wir, weil sie Einsicht in die individuelle Natur der Wellenbewegung gewährt, nicht bei Seite liegen lassen wollen. Es hat sich schon unter I., wo die Fortschreitungsweise der Wellen der Berechnung unterworfen ist, herausgestellt, daß im Falle die Wellenbewegung nur durch zwei erregte Aethertheilchen hervorgerufen wird, solche Stellen in gar keine Schwingungen versetzt werden, deren Abstände von den beiden Erregungsstellen eine halbe Wellenlänge zur Differenz haben, vorausgesetzt, daß die Schwingungen an diesen Stellen in den beiderlei Wellen einerlei Richtung und Stärke haben. Eine Folge hiervon ist, daß zwei Stellen einer Wellenfläche, die um eine halbe Wellenlänge verschiedene Entfernungen von einer Stelle haben, welche in einem beträchtlichen Abstande von jener Wellenfläche liegt, keine Schwingungswirkung in dieser Stelle hervorrufen können; denn man ist zu der Annahme getrieben, daß die aus so nahe bei einander liegenden Stellen derselben Wellenfläche hervorgehenden Schwingungen in der beträchtlich davon entfernten Stelle einerlei Richtung und Stärke haben. Darum werden nur die wenigsten Stellen einer vorangegangenen Wellenfläche auf einen vor ihr liegenden Punkt eine wahrnehmbare Wirkung äußern, indem die einzelnen Wirkungen einander größtentheils paarweise aufheben. Fresnel zeigt nun durch eine genaue Zergliederung aller Umstände, daß nur solche Stellen der Wellenfläche einer totalen Aufhebung ihrer Wirkungen durch Interferenz entgehen können, welche in geringer Entfernung von der Richtung liegen, die man normal zur Wellenfläche durch den Punkt hindurch zieht,

auf den man die Einwirkung bestimmen will, und zieht hieraus den weitern Schluß, daß man bei dergleichen Rechnungen die wirksamen Strahlen als von gleicher Stärke und Schwingungsrichtung seiend an jeder von der wirkenden Wellenfläche beträchtlich entfernten Stelle voraussetzen darf. Durch solche Betrachtungen suchte sich Fresnel sein, allerdings sehr verwickeltes Geschäft zu erleichtern, ohne fürchten zu müssen, auf einen Irrweg zu gerathen.

III. Zurückwerfung des Lichts im Sinne der Wellentheorie.

Denkt man sich das aus einer entfernten Stelle herkommende Licht in Kugelflächen fortschreitend und an eine spiegelnde Ebene gelangend, so wird man sich, wenn die Dimensionen dieser Ebene sehr klein sind in Vergleich zu der Entfernung, in welcher die Lichtquelle von derselben Ebene absteht, den Theil der Wellenfläche, welcher in die Nähe der spiegelnden Ebene gelangt, als eben und senkrecht stehend auf der Fortschreitungsrichtung des Lichtes in dieser Nähe zu denken haben. Stellt (Fig. 142.) die Ebene des Papiers

Fig. 142.



einen durch die Richtung des ankommenden Lichtes auf die spiegelnde Ebene senkrecht gelegten Durchschnitt vor, der die letztgenannte Ebene in der Geraden MN schneidet, und sind $m_1 a_1$, $m_2 a_2$, $m_3 a_3$ Strahlen, welche von der Licht aussendenden, in Bezug auf die Dimensionen der spiegelnden Ebene sehr weit entfernten Stelle herkommen, und die wir eben deßwegen als unter sich parallel annehmen können, so wird eine auf die Richtung dieser Strahlen senkrecht gestellte und durch a_1 gehende Ebene diese in den Punkten a_1, a', a'' schneiden, welche zu derselben Zeit von der Lichtquelle aus völlig in der gleichen Weise angeregt werden und einer und derselben Wellenfläche angehören unter der Voraussetzung, daß die von dieser Quelle ausgehenden Wellenflächen kugel-

förmig sind. Diese Strahlen treffen die spiegelnde Ebene in den Punkten a_1, a_2, a_3, wo ihrem weitern Fortgang Hindernisse in den Weg gelegt werden. Werden sie an diesen Stellen ganz oder thelweise in das durchsichtige Mittel zurückgeworfen, von dem sie hergekommen sind, so steht uns zur Bestimmung der Art und Weise, wie diese Zurückwerfung geschieht, kein anderes Mittel offen, als der in II. angegebene mit gesperrter Schrift gedruckte Satz. Diesem gemäß haben wir uns die Punkte a_1, a_2, a_3 als Erregungsstellen vorzustellen und das Resultat ihrer Zusammenwirkung aufzusuchen. Erwägen wir erstlich, daß die von diesen Stellen aus in das gleiche Mittel zurückgehenden Wellenbewegungen nothwendig wieder kugelförmige Wellenflächen wie zuvor erzeugen, und zweitens, daß zu derselben Zeit, wo der Punkt a_3 von der Lichtquelle aus eine Anregung erfährt, der Punkt a_1 die entsprechende Anregung schon in einer um so viel frühern Zeit erfahren haben wird, als die Fortpflanzung des Lichts durch den Weg a_3a'' verlangt, so überzeugt man sich, daß die gleiche Bewegung in der Lichtquelle, welche dem Punkte a_3 in einem bestimmten Augenblicke eine Bewegung zuführt, diese dem Punkte a_1 schon um so viel früher, als zum Durchlaufen der Strecke a_3a'' erfordert wird, zugeführt haben wird, daß also in dem Augenblicke, wo eine Bewegung noch nicht über die Stelle a_3 hinausgekommen ist, die analoge Bewegung von der Stelle a_1 aus schon um die Strecke a_3a'' über a_1 hinaus gekommen ist und in dasselbe Mittel zurück eine Kugelwelle $p''c''q''$ erzeugt hat, deren Radius a_3a'' und deren Mittelpunkt a_1 ist. Auf die gleiche Weise sieht man ein, daß wenn a_2a''' senkrecht auf m_3a_3 steht, dieselbe Bewegung, welche von der Lichtquelle so eben in a_3 angekommen ist, von a_2 schon als Kugelwelle $p'c'q'$ von dem Radius a_3a''' in dasselbe Mittel zurückgekommen sein wird. Es werfen mithin Punkte wie a_1, a_2, a_3, welche eine erhaltene Bewegung ganz oder theilweise in das gleiche durchsichtige Mittel zurückschicken, Kugelwellen in das vor MN liegende Mittel zurück, deren Radien gleichzeitig den Längen a_3a'' und a_3a''' entsprechen, so daß Alles nur noch darauf ankommt, das Endergebniß solcher Wellen aufzufinden.

Man sieht aber auch ohne Rechnung ein, daß Kugelwellen, welche aus stetig neben einander liegenden Erregungsstellen hervorgehen, in ihren successiven Durchschnittspunkten, sonach in der von ihnen umhüllten Fläche eine unvergleichlich größere Gesammtwirkung hervorbringen müssen, als an irgend andern Stellen, schon deßwegen, weil solche nächste Kugelflächen fast einerlei Mittelpunkt und Radius haben und daher nur eine unendlich kleine Neigung gegen einander annehmen, so daß sich in die Durchschnittsstelle zweier nächster auch noch die Wirkung von sehr vielen andern unmittelbar daran stoßenden wirft, was an andern Stellen nicht der Fall ist. Diese Bedingung zur gegenseitigen Verstärkung mehrerer Wellen unter einander ist schon von Huyghens bemerkt worden; sie wird daher das Huyghens'sche Princip genannt. Verbindet

man mit dieser Einsicht noch die, daß die Umhüllungsfläche solcher stetig auf einander folgender Kugelflächen, wie sie in unserer Figur für ein paar Stellen versinnlicht worden sind, die Ebene des Papiers in einer Geraden $a_3\,c''$ schneidet, welche die Kugelflächen in den Punkten c'' und c' berührt, und daß für Lichtstrahlen, welche in einem andern, mit dem hier vorgestellten parallelen Querschnitt liegen und unter dem gleichen Winkel auf die spiegelnde Ebene fallen, wieder alles das gilt, was so eben von den Strahlen des einen Querschnitts ausgesagt worden ist, so überzeugt man sich, daß die Fortpflanzung der reflectirten Lichtstrahlen in Richtungen wie $a_1\,c''$, $a_2\,c'$ geschieht, welche mit den auffallenden in einer auf der spiegelnden senkrechten Ebene liegen, d. h. daß der reflectirte Lichtstrahl in der Ebene liegt, welche durch den einfallenden Lichtstrahl und das Einfallsloth gelegt wird.

Erwägt man ferner, daß, weil die Tangente eines Kreises immer senkrecht auf dem Radius steht, welcher durch ihren Berührungspunkt geht, der Winkel $a_1\,c''\,a_3$ ein rechter und also dem $a_1\,a''\,a_3$ gleich ist, so zieht dieß die Congruenz der Dreiecke $a_1\,c''\,a_3$ und $a_1\,a''\,a_3$ nach sich, weil in beiden die eben genannten Winkel als rechte einander gleich sind, die Seite $a_1\,a_3$ in beiden gemeinschaftlich auftritt und noch außerdem die Seiten $a_1\,c''$ und $a_3\,a''$ der Construktion der Wellen gemäß von gleicher Länge sind. Hieraus folgt, daß die Winkel $a''\,a_3\,a_1$ und $c''\,a_1\,a_3$, welche die einfallenden und zurückgeworfenen Lichtstrahlen mit der spiegelnden Ebene machen, einander gleich sind, d. h. daß der einfallende und der zurückgeworfene Lichtstrahl mit dem Einfallslothe einen gleichen Winkel bildet. Die beiden letzten mit gesperrter Schrift gedruckten Sätze aber enthalten das Seite 414 angezeigte Reflexionsgesetz in sich; es ist mithin das Reflexionsgesetz aus der Lichtwellenlehre für solche durchsichtige Mittel, in denen die Wellenflächen eine Kugelform annehmen, abgeleitet. Andere Formen der Wellenflächen verlangen andere Betrachtungen.

Wir haben Seite 519 an der Figur 141. nachgewiesen, daß die Reflexion an der ebenen Vorder- und Hinterfläche einer durchsichtigen Platte zweierlei reflectirte Lichtstrahlen in das vor der Platte befindliche Mittel zurückschicke. Kommt das auf die Platte einfallende Licht von einer unendlich kleinen Stelle her, so kann man die reflectirten Strahlen der einen Art als einer Wellenbewegung angehörig ansehen, deren Erregungsstelle in einer von der Lichtquelle aus senkrecht auf die Vorderfläche der Platte gezogenen Geraden eben so weit hinter dieser Ebene wie die Lichtquelle vor ihr liegt, und eben so kann man die reflectirten Strahlen der andern Art als einer Wellenbewegung angehörig ansehen, deren Erregungsstelle in einer von der Lichtquelle aus senkrecht auf die Hinterfläche der Platte gezogenen Geraden eben so weit hinter dieser Ebene wie die Lichtquelle vor ihr liegt. Man kann folglich das Zusammenwirken der beiderlei Lichtstrahlen aus dem Zusammenwirken zweier Wellenbewegungen,

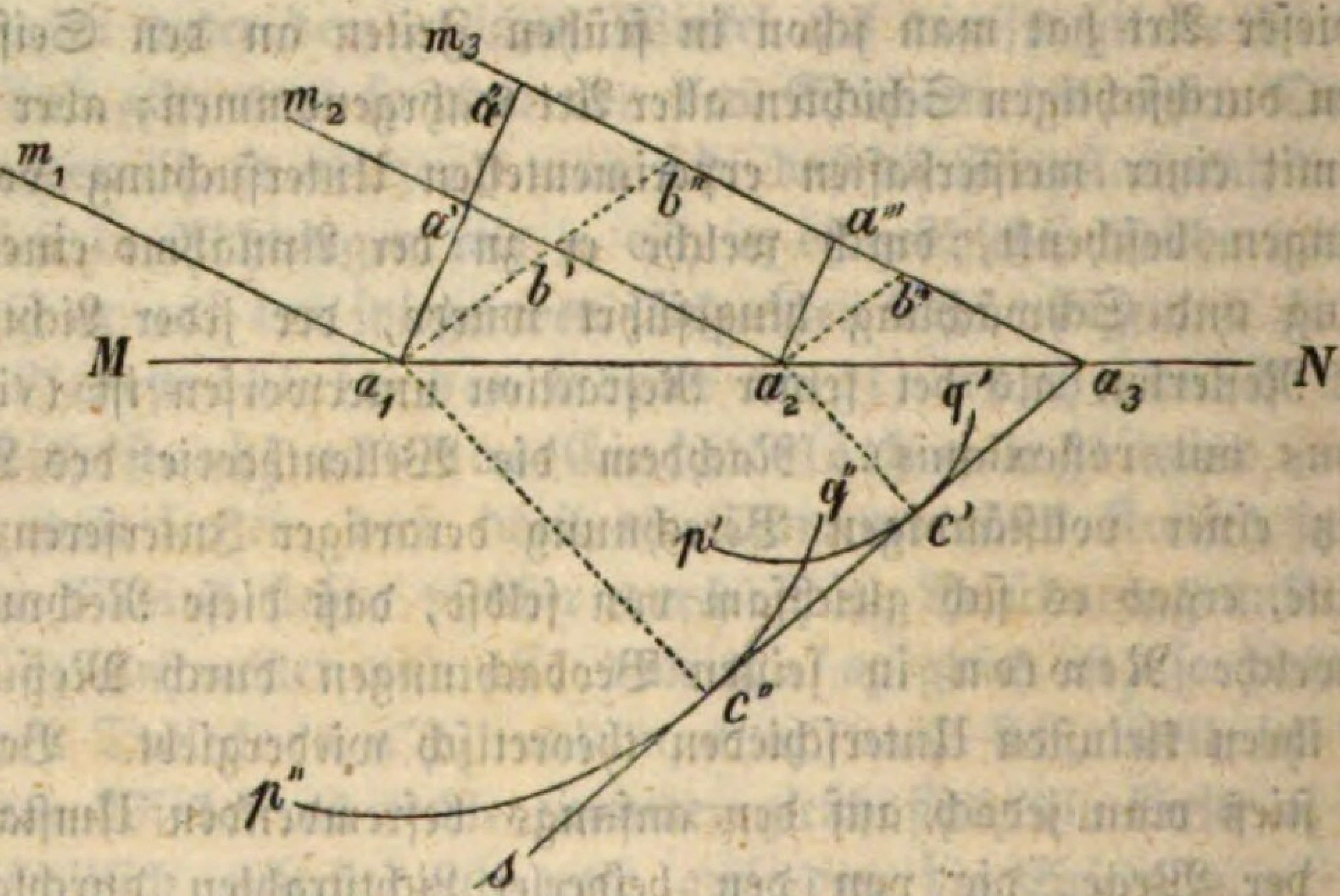
deren Erregungsstellen eine gegebene Lage und einen gegebenen Abstand gegen einander haben, ableiten; es werden sich daher in einem solchen Falle Interferenzerscheinungen hervorthun müssen, deren Berechnungsweise unter I. gelehrt worden ist, und die hier um so stärker hervortreten werden, weil die Stärke der beiden reflectirten Lichtstrahlen nahe hin die gleiche ist. Interferenzerscheinungen dieser Art hat man schon in frühen Zeiten an den Seifenblasen und an dünnen durchsichtigen Schichten aller Art wahrgenommen; aber erst Newton hat uns mit einer meisterhaften experimentellen Untersuchung von dergleichen Erscheinungen beschenkt, durch welche er zu der Annahme einer periodischen Verstärkung und Schwächung hingeführt wurde, der jeder Lichtstrahl sowohl bei seiner Reflexion als bei seiner Refraction unterworfen ist (vices facilioris transmissus aut reflexionis). Nachdem die Wellentheorie des Lichtes sich in den Besitz einer vollständigen Berechnung derartiger Interferenzerscheinungen gesetzt hatte, ergab es sich gleichsam von selbst, daß diese Rechnung alle Umstände, welche Newton in seinen Beobachtungen durch Messung gefunden hatte, in ihren kleinsten Unterschieden theoretisch wiedergiebt. Bei dieser Vergleichung stieß man jedoch auf den anfangs befremdenden Umstand, daß die Differenz der Wege, die von den beiderlei Lichtstrahlen durchlaufen worden sind, um eine halbe Wellenlänge verschieden von der genommen werden müsse, welche die wirkliche Berechnung giebt, wenn die Uebereinstimmung der Rechnung mit der Beobachtung eine vollständige werden soll; es läßt sich diese Sonderbarkeit indessen auch auf analytischem Wege aus der Natur der Wellenbewegung ableiten, indem sich zeigen läßt, daß die gleichzeitigen Schwingungsrichtungen in den beiderlei reflectirten Strahlen einander gerade entgegen gesetzt werden müssen. Hierbei wollen wir aber wiederholt bemerken, daß dergleichen Interferenzrechnungen homogenes Licht voraussetzen und also nur auf solches anwendbar sind; im weißen Licht entsteht daher eine Erscheinung, welche die Summe von allen den Erscheinungen ist, welche in den homogenen Bestandtheilen des weißen Lichts zu Stande kommen, weßhalb im weißen Lichte wahrnehmbare Interferenzerscheinungen nur dann sich zeigen, wenn die Dicke der Platten eine äußerst geringe ist. Es können zwar auch unter sehr besondern Umständen aus dicken Platten und im weißen Lichte Interferenzerscheinungen hervorgehen, die wir aber ihrer gar zu großen Seltenheit halber hier ganz außer Acht lassen.

IV. Einfache Brechung des Lichts im Sinne der Wellentheorie.

Fällt das in einem durchsichtigen Mittel fortschreitende Licht auf die ebene Oberfläche eines andern an das vorige angrenzenden durchsichtigen Mittels, so wird es der Erfahrung zur Folge theilweise in das erste Mittel auf die in III. angegebene Art zurückgeworfen, zum größten Theile aber geht es durch

Brechung in das zweite Mittel über, wobei es seine Fortschreitungsrichtung in einer Weise abändert, die wir uns jetzt im Sinne der Wellentheorie klar zu machen suchen wollen. Stellt (Fig. 143.) die Ebene des Papiers einen durch die Richtung des zur brechenden Ebene gelangenden Lichtes senkrecht auf

Fig. 143.



diese Ebene gelegten Durchschnittes vor, der die letztgenannte Ebene in der Geraden M N schneidet, und sind $m_1\,a_1$, $m_2\,a_2$, $m_3\,a_3$ in diesem Durchschnitte liegende Lichtstrahlen, welche von einer sehr entfernten Lichtquelle durch kugelförmige Wellenbewegungen an die brechende Ebene gelangen, so wird wieder, wie in der vorigen Figur, eine durch a_1 senkrecht auf die Richtung der ankommenden Strahlen gelegte Ebene, welche die Ebene unserer jetzigen Figur in der Geraden $a_1\,a'\,a''$ schneidet, den Lichtstrahlen an Stellen begegnen, die sich zu derselben Zeit in völlig gleichen Zuständen der Bewegung befinden. Die in den Punkten a_1, a' und a'' sich geltend machende Bewegung wird so viel später zu den Puncten a_2 und a_3 gelangen, als die Wellenbewegung Zeit nöthig hat, die Strecken $a'\,a_2$ und $a''\,a_3$ zu durchlaufen. Eine Wellenfläche also, die eben in a_3 anlangt, war um so viel früher in a_2, als zum Durchlaufen der Strecke $a''\,a_3 - a'\,a_2$ Zeit erfordert wird, und in a_1 um so viel früher, als zum Durchlaufen der Strecke $a''\,a_3$ Zeit erfordert wird. Geht nun das Licht an den Stellen a_1, a_2, a_3 durch die brechende Fläche hindurch in das angrenzende durchsichtige Mittel über, und nehmen wir dem in II. gesperrt gedruckten Satze gemäß an, daß der Uebergang in dieses zweite Mittel gerade so geschieht, als wären a_1, a_2, a_3 u. s. f. die Erregungsstellen für diese neue Lichtbewegung, so haben wir hieraus die Art der Fortpflanzung in dem zweiten Mittel herzuholen.

Zuerst bemerken wir, daß, da das zweite Mittel in der Regel ein anderes sein wird als das erste, wir im Allgemeinen annehmen müssen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in jenem eine andere sein wird als in diesem; wäh-

rend also in diesem das Licht die Strecken $a'' a_3$ — $a' a_2$ und $a'' a_3$ durchläuft, wird es in jenem, selbst wenn es sich darin wieder kugelförmig ausbreitet, andere diesen jedoch proportionale Strecken durchlaufen. Ist v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im ersten Mittel, v′ die im zweiten, und sucht man den Punkt b'' so auf, daß

$$v : v_1 = a'' a_3 : b'' a_3 \qquad (1.)$$

ist, zieht die Gerade $a_1 b''$, und mit ihr parallel die $a_2 b'''$, so sind im zweiten Mittel $a_3 b'''$ und $a_3 b''$ die Strecken, welche denen $a'' a_3$ — $a' a_2$ und $a'' a_3$ im ersten Mittel entsprechen, weil eine ganz leichte geometrische Betrachtung zeigt, daß die Längen $a_3 b''$ und $a_2 b'$ denen $a_3 a''$ und $a_2 a'$ proportional sind. Hieraus folgt, daß in dem Augenblicke, wo eine aus der Lichtquelle hervorgegangene Lichtwelle den Punkt a_3 erreicht, sie von den Stellen a_2 und a_1 aus schon Wellen in das zweite Mittel eingeschickt haben wird, deren Radien, wenn diese Wellen kugelförmig sind, die Längen $a_3 b'''$ und $a_3 b''$ haben; beschreibt man daher mit diesen Radien Kreise $p' c' q'$ und $p'' c'' q''$, so sind diese die Durchschnitte dieser Wellenfläche mit der Ebene der Figur, und wir haben nur noch zu erwägen, welche Folgen diese Kugelwellen im zweiten Mittel haben müssen.

Erstlich bemerken wir, daß alle denen in der Figur hervorgehobenen parallele Lichtstrahlen, welche in einem, mit dem bisher in's Auge gefaßten parallelen Durchschnitte liegen, im zweiten Mittel genau dieselben Erfolge haben, wie sie so eben in Bezug auf den einen Durchschnitt auseinander gesetzt worden sind, woraus dem Huyghenschen Princip gemäß folgt, daß alle wirksamen Stellen da liegen, wo die stetig neben einander liegenden Kugelwellen sich in ihrer Aufeinanderfolge gegenseitig durchschneiden, und daraus geht hervor, daß diese wirksamen Stellen in der Umhüllungsfläche von allen Kugelflächen liegen, und in ihrer Gesammtheit diese Umhüllungsfläche selber liefern. Diese Umhüllungsfläche schneidet die Ebene unserer Figur unter den hier gemachten Voraussetzungen in der Geraden $a_3 s$, welche die Kreise $p' c' q'$ und $p'' c'' q''$ in den Punkten c' und c'' berührt, so daß nothwendig die Fortpflanzung des Lichts im zweiten Mittel in Richtungen geschieht, welche der $a_1 c''$ parallel laufen.

Um diese Richtung kennen zu lernen, hat man zu erwägen, daß das Dreieck $a_1 c'' a_3$ ein bei c'' rechtwinkliges ist, weil $a_3 c''$ den Kreis $p'' c'' q''$ in c'' berührt, und deßwegen die Tangente auf dem Radius $a_1 c''$ senkrecht steht. Darum ist:

$$\cos a_3 a_1 c'' = \frac{a_1 c''}{a_1 a_3}$$

oder weil $a_1 c'' = a_3 b''$ ist,

$$\cos a_3 a_1 c'' = \frac{a_3 b''}{a_1 a_3}. \qquad (2.)$$

Ferner ist:

$$\cos m_1 a_1 M = \cos m_3 a_3 M = \frac{a_3 a''}{a_1 a_3}; \qquad (3.)$$

es findet also, den Gleichungen (2.) und (3.) gemäß, die folgende Proportion statt:

$$\cos a_3 a_1 c'' : \cos m_1 a_1 M = a_3 b'' : a_3 a'',$$

welche zufolge der Gleichung (1.) übergeht in:

$$\cos a_3 a_1 c'' : \cos m_1 a_1 M = v' : v. \qquad (4.)$$

Es sind aber $a_3 a_1 c''$ und $m_1 a_1 M$ die Winkel, welche der zurückgeworfene Lichtstrahl und der einfallende Lichtstrahl mit der brechenden Ebene bilden, und da der durch unsere Figur dargestellte Durchschnitt senkrecht auf dieser Ebene steht, so sind diese Winkel keine andern als die, welche den Brechungs- und Einfallswinkel zu einem Rechten ergänzen; bezeichnet daher i den Einfallswinkel und i′ den Brechungswinkel, so hat man $\sin i = \cos m_1 a_1 M$, $\sin i' = \cos a_3 a_1 c''$ und deßhalb

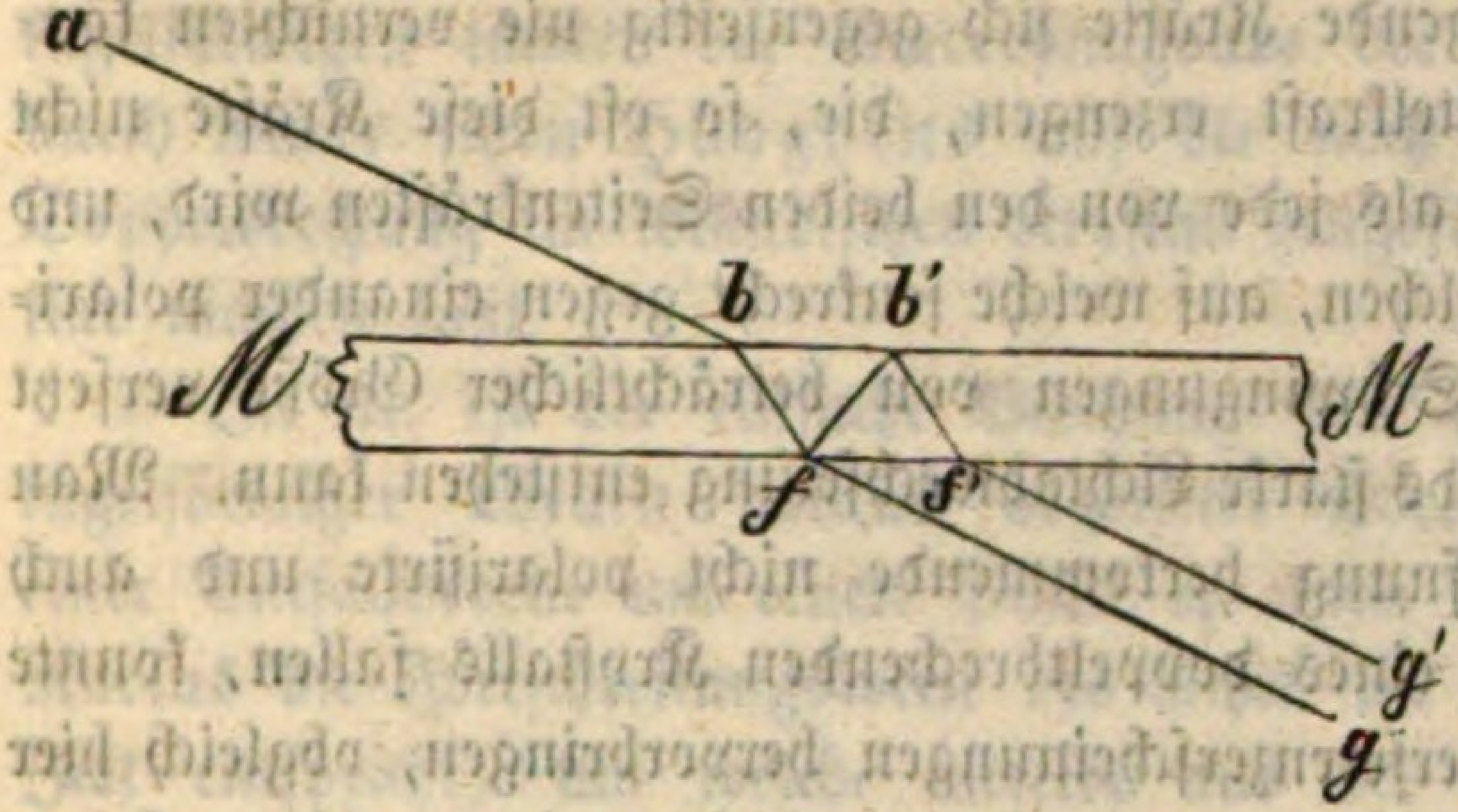
$$\sin i : \sin i' = v : v', \qquad (5.)$$

worin sich, weil $v : v'$ ein constantes Verhältniß ist und die Geraden in einer auf der brechenden senkrechten Ebene liegen, welche durch das Einfallsloth hindurch geht, das oben Seite 421 angegebene Brechungsgesetz ausspricht. Man kann mittelst der Gleichung (5.) durch die Messung der Winkel i und i′ in einem besondern Falle das Verhältniß $v : v'$ zwischen den Geschwindigkeiten des Lichts in den beiden Mitteln finden. Wären die Wellen im zweiten Mittel nicht, wie wir angenommen haben, kugelförmig, so müßte eine etwas abgeänderte Betrachtungsweise eintreten, die jedoch der vorstehenden völlig analog bliebe. Unter Voraussetzung kugelförmiger Wellen sind die Wellenlängen in den beiderlei durchsichtigen Mitteln nothwendig den Geschwindigkeiten v und v′ proportional, weil alle Schwingungen in derselben Zeit vollbracht gedacht werden müssen zu Folge der bei Naturerscheinungen sich geltend machenden Continuität. Sind die Wellen nicht kugelförmig, so haben sie in verschiedenen Richtungen verschiedene Geschwindigkeiten, denen die in diesen Richtungen sich aufthuenden Wellenlängen proportional sind.

Wir haben in III. gesehen, wie die doppelte Zurückwerfung des Lichts an der Vorder- und Hinterfläche einer durchsichtigen Platte Anlaß giebt zu Interferenzerscheinungen und wie sich dieselben auf die in I. angegebene Weise berechnen lassen. Solche Interferenzerscheinungen können auch aus einer zweifachen Brechung hervorgehen. Fällt nämlich (Fig. 144.) ein Lichtstrahl a b auf eine durchsichtige Platte M M, welcher dieselbe in der Richtung b f durchdringt und in der Richtung f g wieder verläßt, so tritt der bei f anlangende Lichtstrahl nicht gänzlich aus der Platte heraus; ein obschon kleiner Theil von

ihm wird durch Spiegelung nach der Vorderfläche der Platte zurückgeschickt und kommt in b′ an, wo er durch eine abermalige Spiegelung nach f′ gelangt und hier in der Richtung f′g′ die Platte verläßt. Die beiden gebrochenen Lichtstrahlen f g und f′g′, oder vielmehr die ihnen entsprechenden Wellenflächen stehen unter denselben Bedingungen zur Bildung einer Interferenzerscheinung wie die beiden reflectirten Lichtstrahlen in voriger Ziffer, und das Ergebniß der Interferenz läßt sich hier wie dort auf die in I. angegebene Art berechnen; doch tritt dabei ein nicht unerheblicher Unterschied ein. Während die beiden zurückgeworfenen Strahlen fast einerlei Stärke besitzen, sind die beiden gebrochenen Lichtstrahlen von sehr verschiedener Stärke, und dieß zieht den in I. vorgekommenen Betrachtungen zur Folge nach sich, daß die fragliche Interferenzerscheinung im reflectirten Lichte sich viel besser als im durchgehenden zeigt. Wird weißes Licht zu diesen Versuchen angewandt, so treten die denselben Stellen angehörigen Strahlen im reflectirten und im gebrochenen Lichte stets mit complementären Farben auf, was sich ebenfalls aus der Lichtwellenlehre einfach und sicher ableiten läßt.

Fig. 144.



V. Doppelte Brechung des Lichts im Sinne der Wellentheorie.

Nachdem wir §. 128. gesehen haben, daß die beiderlei Lichtstrahlen, in welche jeder durch einen doppeltbrechenden Krystall gehende Lichtstrahl sich spaltet, senkrecht auf einander polarisirtes Licht enthalten, liegt der Gedanke nahe, daß sich die aus einem doppeltbrechenden Krystall hervorgehenden Lichterscheinungen nicht leicht werden vorausbestimmen lassen, bevor man nicht genau anzugeben weiß, worin denn eigentlich das Wesen des polarisirten Lichtes bestehe. Da sich in der Fortschreitungsweise des polarisirten und nicht polarisirten Lichtes kein Unterschied zeigt, und wir uns deßhalb im Sinne der Wellentheorie das Fortschreiten der Lichtwellen stets in der gleichen Weise denken müssen, so läßt die Wellentheorie keinen andern Unterschied für Lichtwellen, die in demselben durchsichtigen Mittel erregt werden, mehr offen, als den, der etwa aus der Richtung, in welcher die Schwingungen der Aethertheilchen geschehen, hervorgeht. Hier kommen uns die zu Ende des vorigen Paragraphs aufgestellten Regeln zu Statten. Die Richtigkeit jener Regeln spricht sich insbesondere in dem Erfahrungssatze aus, daß senkrecht auf einander polarisirte Lichter unter keinen Umständen interferiren, d. h. abwechselnd

Stellen von ungleicher Helligkeit hervorrufen. In der That, wenn in senkrecht auf einander polarisirten Lichtern die Schwingungsrichtungen der Aethertheilchen einen rechten Winkel mit einander machen, so werden zwei solche auf ein Aethertheilchen eindringende Kräfte sich gegenseitig nie vernichten können, sondern immer eine Mittelkraft erzeugen, die, so oft diese Kräfte nicht beide zugleich Null sind, größer als jede von den beiden Seitenkräften wird, und hieraus folgt, daß alle Aethertheilchen, auf welche senkrecht gegen einander polarisirtes Licht einwirkt, stets in Schwingungen von beträchtlicher Größe versetzt werden müssen, daß also nirgends starke Lichtabwechselung entstehen kann. Man ließ das aus einer engen Oeffnung herkommende nicht polarisirte und auch polarisirte Licht auf die Platte eines doppeltbrechenden Krystalls fallen, konnte aber trotz aller Mühe keine Interferenzerscheinungen hervorbringen, obgleich hier den beiden, durch die Doppelbrechung entstandenen Lichtportionen bis auf den Umstand, daß sie rechtwinklich zu einander polarisirt sind, leicht alle zur Interferenz erforderlichen Bedingungen gegeben werden konnten; sobald aber den beiden Lichtportionen einerlei Schwingungsrichtung beigebracht wurde und das auffallende Licht ein in der geeigneten Richtung polarisirtes war, so kamen Interferenzerscheinungen sogleich zu Stande. Man kann den Satz, daß senkrecht zu einander polarisirtes Licht nicht interferire, als einen der bestbegründeten ansehen; denn da in ihm allein die Natur des polarisirten Lichtes eine feste Stütze findet, so gab man sich alle Mühe, ihn außer Zweifel zu setzen, und benützte dazu fast alle die §. 128. angezeigten Mittel, sich zwei Lichtportionen zu verschaffen, welche bis auf die gleiche Polarisationsrichtung alle andern zur Interferenz erforderlichen Eigenschaften in sich trugen. So lange sie senkrecht zu einander polarisirt waren, zeigten sie keine Interferenzerscheinung, die aber in jedem einzelnen Falle sogleich zum Vorschein kam, wenn den beiden Lichtportionen einerlei Polarisationsrichtung gegeben wurde.

Nachdem die Natur des polarisirten Lichtes auf die eben angezeigte, vollkommen bestimmte Weise festgesetzt worden ist, hat man zu einer genauen Berechnung der in doppelt brechenden Krystallen vor sich gehenden Lichtergänge nur noch die Kenntniß von der Gestalt der Wellenflächen nöthig, womit sich das Licht in solchen Krystallen fortpflanzt. Um den bei dergleichen Rechnungen einzuhaltenden Gang anschaulich zu machen, wollen wir die Lichtwirkungen in einaxigen Krystallen, deren Wellenflächen die einfacheren sind, noch in nähere Betrachtung ziehen. Aus den Messungen, welche schon Huyghens mit großer Sorgfalt am Kalkspath vorgenommen hatte, zog dieser denkende Naturforscher den Schluß, daß jede an die Oberfläche eines Kalkspaths gelangende Lichterregung in diesem in zwei andere zerfalle, deren eine sich in den Kalkspath mittelst kugelförmiger Wellenflächen fortpflanze, während die andere Wellenflächen von der Gestalt eines Umdrehungsellipsoids erzeuge, dessen Umdrehungsaxe der optischen Axe des Krystalls parallel läuft, und sich

zu dessen Aequatorialaxe wie 1,483 zu 1,654 verhält. Auch ergab sich diesem umsichtigen Beobachter, daß in solchen zweierlei Wellenflächen, welche zu gleicher Zeit aus derselben Erregungsstelle hervorgegangen sind, der Durchmesser der kugelförmigen immer der Umdrehungsaxe der ellipsoidalen gleich sei. Hierdurch wurde schon Huyghens auf die noch heute gültige Construction der Doppelbrechung im isländischen Krystall hingeführt, die sich auf folgende Weise klar machen läßt.

In III. ist die einfache Brechung des Lichts unter der Voraussetzung kugelförmiger Wellen daraus abgeleitet worden, daß man Fig. 143. in einer Einfallsebene um einen Punkt a_1 einen Kreis $p'' c'' q''$ beschrieb, dessen Radius die Fortschreitungsweite des Lichts im zweiten Mittel ist, welche der Zeit entspricht, um welche dieselbe aus der Lichtquelle herkommende Welle in a_1 früher als in a_3 ankommt, und durch a_3 eine Tangente an diesen Kreis zog, welche ihn in c'' berührte; dann gab nämlich die Richtung $a_1 c''$ die Fortschreitungsrichtung des Lichtes im zweiten Mittel, so wie die Länge $a_1 c''$ im Verhältniß zu dem Zeitunterschied, welcher derselben von der Lichtquelle ausgehenden Welle in den Punkten a_1 und a_3 zukommt, die Geschwindigkeit des Lichts im zweiten Mittel zu erkennen. Dieselbe Bestimmung erhält man auch im Raume, wenn man um a_1 mit demselben Radius eine Kugel beschreibt und an dieselbe eine Tangentialebene durch die Gerade legt, deren Punkte sämmtlich von der erwähnten Welle zu derselben Zeit wie der a_3 getroffen werden; denn diese Tangentialebene trifft die Kugel in demselben Punkte c'', wo die durch a_3 gelegte Tangente den Kreis berührte. — In dieser Weise läßt sich die Richtung und Geschwindigkeit des Lichts im Kalkspathe bezüglich des Lichtantheils finden, der sich mittelst kugelförmiger Wellenflächen fortpflanzt, und den Namen des gewöhnlichen oder ordentlichen Lichtantheils erhalten hat. Man sieht indessen ohne Mühe ein, daß sich auf ganz analoge Weise auch die Richtung und Geschwindigkeit desjenigen Lichtantheils im Kalkspathe wird auffinden lassen, dessen Wellen die Form eines Umdrehungsellipsoids haben, und der den Namen des außergewöhnlichen oder außerordentlichen erhalten hat. Man hat nämlich zu diesem Zwecke blos ein Rotationsellipsoid zu beschreiben, dessen Mittelpunkt a_1 ist, und welches dieselbe Stellung und Form hat, wie sie von der besondern Natur des Kalkspaths verlangt werden, und an dieses Ellipsoid durch die Gerade hindurch, deren Punkte von einer aus der Lichtquelle herkommenden Welle zu der Zeit getroffen werden, wo von der Stelle a_1 aus die eben beschriebene ellipsoidale Welle sich gebildet hat, eine Tangentialebene zu legen, so giebt der Berührungspunkt eben so wie der bei der Kugelwelle die Richtung und Geschwindigkeit des außergewöhnlichen Lichtantheils im Kalkspathe in jedem besondern Falle zu erkennen, mit der Abweichung jedoch, daß jetzt die Geschwindigkeit des Lichts unter verschiedenen Umständen eine andere wird, und daß jetzt die Rich-

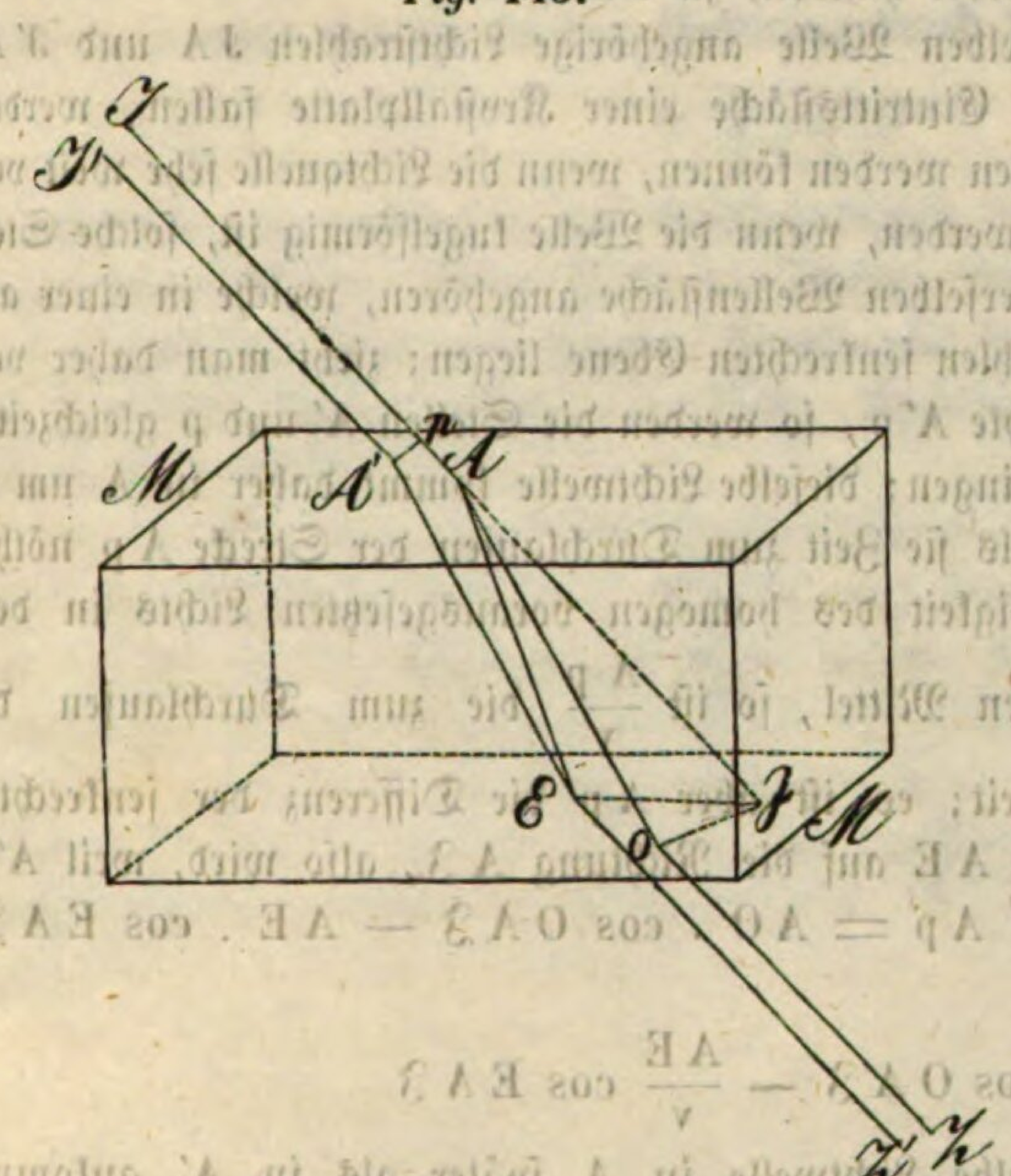
tung des gebrochenen Strahls nicht in der Einfallsebene zu liegen braucht, welches nur in wenigen Fällen geschehen wird. — Man hat nach Huyghens außer dem Kalkspathe noch viele andere einaxige Krystalle untersucht, und bei allen gefunden, daß die Fortschreitung des einen gewöhnlichen Lichtantheils in Kugelwellen geschieht, die des andern, außergewöhnlichen Lichtantheils aber in Wellen, deren Oberflächen die Form eines Umdrehungsellipsoids haben, deren Umdrehungsaxen den Durchmessern der Kugelflächen gleich sind, wenn die beiderlei Wellen aus der gleichen Erregungsstelle in einerlei Zeit hervorgegangen sind. Dabei zeigte sich indessen, daß das Verhältniß zwischen der Umdrehungsaxe und der Aequatorialaxe im Umdrehungsellipsoid, je nach der Natur des einaxigen Krystalls, ein sehr verschiedenes ist, so zwar, daß bei einem Theile dieser Krystalle die Umdrehungsaxe kleiner als die Aequatorialaxe, bei einem andern Theile hingegen letztere kleiner als die erstere ist, was zu ihrer Eintheilung in negative und positive einaxige Krystalle Anlaß gegeben hat. Darum läßt sich die eben auseinander gesetzte Huyghens'sche Construction der doppelten Brechung auf alle einaxige, negative sowohl als positive Krystalle unverändert in Anwendung bringen.

Es versteht sich schon von selbst, daß sich die eben beschriebene geometrische Construction auch in analytische Formeln übertragen läßt, wie in besondern Fällen, namentlich von J. Müller, für Platten mit parallelen Oberflächen, welche aus einaxigen Krystallen geschnitten worden sind, geschehen ist. Ich selbst habe kürzlich in einer Abhandlung *) dieselbe Rechnung für Platten mit parallelen Oberflächen in einer völlig allgemeinen Weise durchzuführen unternommen. Solchen zu Liebe, die sich mit diesem Gegenstand des Weitern befassen wollen, werde ich den Gang und das Resultat dieser Rechnung kurz und doch möglichst klar vor Augen zu legen mich bemühen. Vor Allem suchte ich nach Anleitung der Huyghens'schen Construction die Richtungen und Geschwindigkeiten analytisch auszudrücken, womit die beiden Lichtantheile, welche in einer beliebig gegebenen Krystallplatte aus jedem, unter einem bestimmten Winkel auf sie einfallenden Lichtstrahle, dessen Einfallsebene eine gegebene Stellung zur Platte hat, hervorgehen, sich in der Platte fortbewegen. Nach Beendigung dieses Hauptgeschäftes hielt es nicht mehr schwer, das gegenseitige Verhalten der beiden Lichtantheile zu einander, nachdem sie die Platte wieder verlassen haben, festzustellen. Stellt nämlich (Fig. 145.) M M die perspectivische Ansicht einer solchen Platte vor, und ist J A ein auf sie einfallender Lichtstrahl, dessen Verlängerung die entgegengesetzte parallele Fläche der Platte in J trifft, und der durch die Platte in die beiden andern A O und A E zerlegt wird, welche der parallelen Hinterfläche in den Punkten O und E begegnen, so verlassen diese gespaltenen Strahlen die Platte, deren Ein- und Austrittsfläche wir

*) Denkschriften der k. bayr. Akademie d. W. II. Cl. VII. Bd. I. Abth.

parallel voraussetzen, in Richtungen O Z und E Z′, die der Richtung J A des einfallenden Lichtstrahls parallel laufen. Dabei ist, wenn A O dem gewöhnlichen Lichtantheile angehört,

Fig. 145.



O A ℑ die Einfallsebene des Strahles J A, während A E außerhalb dieser Ebene liegen kann. Zieht man von E aus parallel mit A O eine Gerade, welche die Eintrittsfläche der Krystallplatte in A′ trifft, und durch A′ die A′ J′ parallel mit A J, so liefert ein mit A J paralleler Lichtstrahl A′ J′ durch Spaltung im Krystall eine zum gewöhnlichen Lichtantheil gehörige Hälfte A′ E, welche in derselben Richtung E Z′ die Krystallplatte verläßt, in welcher es die aus dem Strahle J A entsprungene Hälfte AE thut, welche dem außergewöhnlichen Lichtantheile zugehört. Es treten sonach aus jeder Stelle von der Austrittsfläche der Krystallplatte zwei, dem einfallenden Lichte parallele Strahlen hervor, von denen der eine dem gewöhnlichen, der andere dem außergewöhnlichen Lichtantheile angehört, und die aus zwei verschiedenen Lichtstrahlen hervorgegangen sind.

Da sich aus der Dicke der Platte und den durch die vorhin angedeutete Rechnung bekannt gewordenen Richtungen A O und A E die Längen von A O und A E berechnen lassen, längs welchen der gewöhnliche und außergewöhnliche Lichtantheil die Platte durchziehen; da sich ferner aus den durch dieselbe vorangegangene Rechnung bekannt gewordenen Geschwindigkeiten der beiden Lichtantheile längs ihren Richtungen die Zeiten bestimmen lassen, in denen die beiderlei Lichtstrahlen an eine und dieselbe Stelle der Austrittsfläche der Krystallplatte gelangen: so kann man das Schwingungsstadium angeben, mit welchem jeder von derselben Erregungsstelle ausgehende Lichtantheil an einer gegebenen Stelle der Austrittsfläche anlangt, woraus sich dann der Unterschied in den Schwingungsstadien entnehmen läßt, wie sie zu derselben Zeit in den beiderlei Lichtstrahlen, die aus derselben Stelle der Austrittsfläche in einerlei Richtung hervortreten, vorhanden sind, welchen Unterschied man den Phasenunterschied der beiderlei Wellenbewegungen zu nennen pflegt. Weil die Auswerthung dieses Phasenunterschiedes einen der delicatesten Punkte in der

Lichtwellenlehre bildet, so werde ich sie hier in einer andern Art vornehmen, als in der angeführten Abhandlung geschehen ist, um dem Leser die Einsicht in das, um was es sich hierbei handelt, zu erleichtern.

Zwei, einer und derselben Welle angehörige Lichtstrahlen J A und J′ A′ (Fig. 145.), welche auf die Eintrittsfläche einer Krystallplatte fallen, werden einander parallel angenommen werden können, wenn die Lichtquelle sehr weit von der Platte abliegt, und es werden, wenn die Welle kugelförmig ist, solche Stellen der beiden Lichtstrahlen derselben Wellenfläche angehören, welche in einer auf den Richtungen der Lichtstrahlen senkrechten Ebene liegen; zieht man daher von A′ aus auf J A die Senkrechte A′ p, so werden die Stellen A′ und p gleichzeitig völlig übereinstimmend schwingen; dieselbe Lichtwelle kommt daher in A um so viel später als in A′ an, als sie Zeit zum Durchlaufen der Strecke A p nöthig hat. Ist v die Geschwindigkeit des homogen vorausgesetzten Lichts in dem die Krystallplatte umgebenden Mittel, so ist $\frac{A\,p}{v}$ die zum Durchlaufen der Strecke A p erforderliche Zeit; es ist aber A p die Differenz der senkrechten Projektionen von A′ E und A E auf die Richtung A ℑ, also wird, weil A′ E gleich und parallel A O ist, $A\,p = A\,O\;.\;\cos O\,A\,\mathfrak{J} - A\,E\;.\;\cos E\,A\,\mathfrak{J}$, und dem zur Folge ist

$$\frac{A\,O}{v} \cos O\,A\,\mathfrak{J} - \frac{A\,E}{v} \cos E\,A\,\mathfrak{J}$$

die Zeit, um welche dieselbe Lichtwelle in A später als in A′ ankommt. Stellt ferner v′ die Geschwindigkeit vor, mit welcher sich das gewöhnlich gebrochene Licht in der Richtung A O fortbewegt, so ist

$$\frac{A\,O}{v'}$$

die Zeit, in welcher der gewöhnliche Lichtstrahl die Strecke A O oder A′ E zurücklegt, und ist e die Geschwindigkeit, mit welcher der außergewöhnliche Lichtantheil in der Richtung A E sich fortpflanzt, so ist

$$\frac{A\,E}{e}$$

die Zeit, in welcher der außergewöhnliche Lichtstrahl die Strecke A E zurücklegt. Es gelangt mithin der Strahl J A von p über A nach E in der Zeit

$$\frac{A\,O}{v} \cos O\,A\,\mathfrak{J} - \frac{A\,E}{v} \cos E\,A\,\mathfrak{J} + \frac{A\,E}{e},$$

der Strahl J′ A′ von A′ nach E in der Zeit

$$\frac{A\,O}{v'},$$

weßhalb die außergewöhnliche Welle hinter der gewöhnlichen um die Zeit

$$\frac{A\,O}{v} \cos O\,A\,\mathfrak{J} - \frac{A\,E}{v} \cos E\,A\,\mathfrak{J} + \frac{A\,E}{e} - \frac{A\,O}{v'}$$

hergeht. Es ist dieß der fragliche Phasenunterschied in Zeiteinheiten ausgesprochen, und derselbe, welcher in der angeführten Abhandlung Seite 41 Zeile 9 von oben angegeben worden ist. Wird dieser Phasenunterschied durch Θ bezeichnet, so giebt ihn die dortige Rechnung durch die Gleichung

$$\Theta \frac{\mathrm{v}}{\mathrm{T}} = \Delta \qquad (1.)$$

zu erkennen, in welcher v die Geschwindigkeit des Lichts in dem die Platte umgebenden Mittel, T die Dicke der Platte, und Δ eine mit der Stellung des einfallenden Lichts zur Platte, so wie mit der Besonderheit dieser Platte sich ändernde Größe vorstellt, die jener Rechnung gemäß in der folgenden Gleichung enthalten ist:

$$\Delta = \mathrm{C} + \mathrm{D} \sin \mathrm{i} \cos \omega + \mathrm{B} \sin^2 \mathrm{i} \sin^2 \omega + \mathrm{A} \sin^2 \mathrm{i} \cos^2 \omega \,. \qquad (2.)$$

In dieser Gleichung stellt i den Winkel vor, den die Richtung des einfallenden Lichtes mit der Normale zur Platte macht, und ω den zwischen der Einfallsebene und der Hauptnormalebene —, nämlich der durch die Normale und die optische Axe der Platte gelegten Ebene — enthaltenen. Die Coefficienten A, B, C, D in dieser Gleichung müssen aus der individuellen Beschaffenheit der Platte den nachstehenden Gleichungen gemäß hervorgeholt werden:

$$\left.\begin{array}{ll} \mathrm{C} = \frac{\mathrm{v}}{\mathrm{m}} - \frac{\mathrm{v}}{\mathrm{v}'}, & \mathrm{D} = \frac{1}{2}\,\frac{\mathrm{v}''^2 - \mathrm{v}'^2}{\mathrm{m}^2} \sin 2\mathrm{a}\,, \\ \mathrm{B} = \frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{v}'}{\mathrm{v}} - \frac{\mathrm{v}''^2}{\mathrm{v\,m}}\right), & \mathrm{A} = \frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{v}'}{\mathrm{v}} - \frac{\mathrm{v}'^2\,\mathrm{v}''^2}{\mathrm{v\,m}^3}\right), \end{array}\right\} \qquad (3.)$$

in denen a den Winkel bedeutet, den die Normale zur Platte mit deren optischer Axe macht, wodurch die Art des Schnitts der Platte ausgesprochen wird, v die Geschwindigkeit des Lichts in dem die Platte umgebenden Mittel ist, und v′ und v″ die Geschwindigkeiten des außergewöhnlichen Lichtes in der Platte längs der Richtung der optischen Axe und senkrecht darauf vorstellen; diese Geschwindigkeiten v, v′, v″ oder vielmehr ihr gegenseitiges Verhältniß erhält man auf die hinter der Gleichung (5.) in IV. angezeigte Weise, m aber wird durch die Gleichung

$$\mathrm{m}^2 = \mathrm{v}''^2 \sin^2 \mathrm{a} + \mathrm{v}'^2 \cos^2 \mathrm{a} \qquad (4.)$$

bestimmt.

Es ist schon in I. hervorgehoben worden, daß die Schwingungsweise eines Aethertheilchens durch die dortige Gleichung (1.), nämlich

$$\mathrm{z} = \mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (\mathrm{v\,t} - \mathrm{x})$$

gegeben ist; befindet sich daher neben dieser Wellenbewegung noch eine zweite, durch welche dasselbe Aethertheilchen in eine gleiche aber der Zeit nach um Θ später kommende Wellenbewegung hineingezogen wird, so daß also Θ den Phasenunterschied zwischen diesen beiden Wellenbewegungen anzeigt, so ist,

wenn z' die Seitenabweichung des Aetherttheilchens durch diese zweite Wellenbewegung anzeigt,

$$z' = \mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (v [t - \Theta] - x) , \qquad (5.)$$

in welcher Gleichung der Werth von Θ aus der Gleichung (1.) zu entnehmen ist. Man kann aber diese letztere Gleichung auch so schreiben:

$$z' = \mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x - v\Theta)$$

und es ist $v\Theta$ der in der Zeit Θ von der Welle beschriebene Weg, welchen man den in Längeneinheiten ausgesprochenen Phasenunterschied nennen, und durch Θ' bezeichnen kann; dann ist

$$z' = \mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x - \Theta') , \qquad (6.a.)$$

und es wird Θ' der Gleichung (1.) gemäß bestimmt durch:

$$\frac{\Theta'}{T} = \Delta . \qquad (6.b.)$$

Man kann endlich die Gleichung (6.a.) auch so ausdrücken:

$$z' = \mathfrak{A} \sin 2\pi \left(\frac{vt - x}{\lambda} - \frac{\Theta'}{\lambda}\right)$$

und es ist jetzt $\frac{\Theta'}{\lambda}$ der in Wellenlängen ausgesprochene Phasenunterschied, den man durch Θ'' bezeichnen und dann schreiben kann:

$$z' = \mathfrak{A} \sin 2\pi \left(\frac{vt - x}{\lambda} - \Theta''\right), \qquad (7.a.)$$

wo dann Θ'' der Gleichung (5.b.) gemäß bestimmt wird durch:

$$\Theta'' \frac{\lambda}{T} = \Delta . \qquad (7.b.)$$

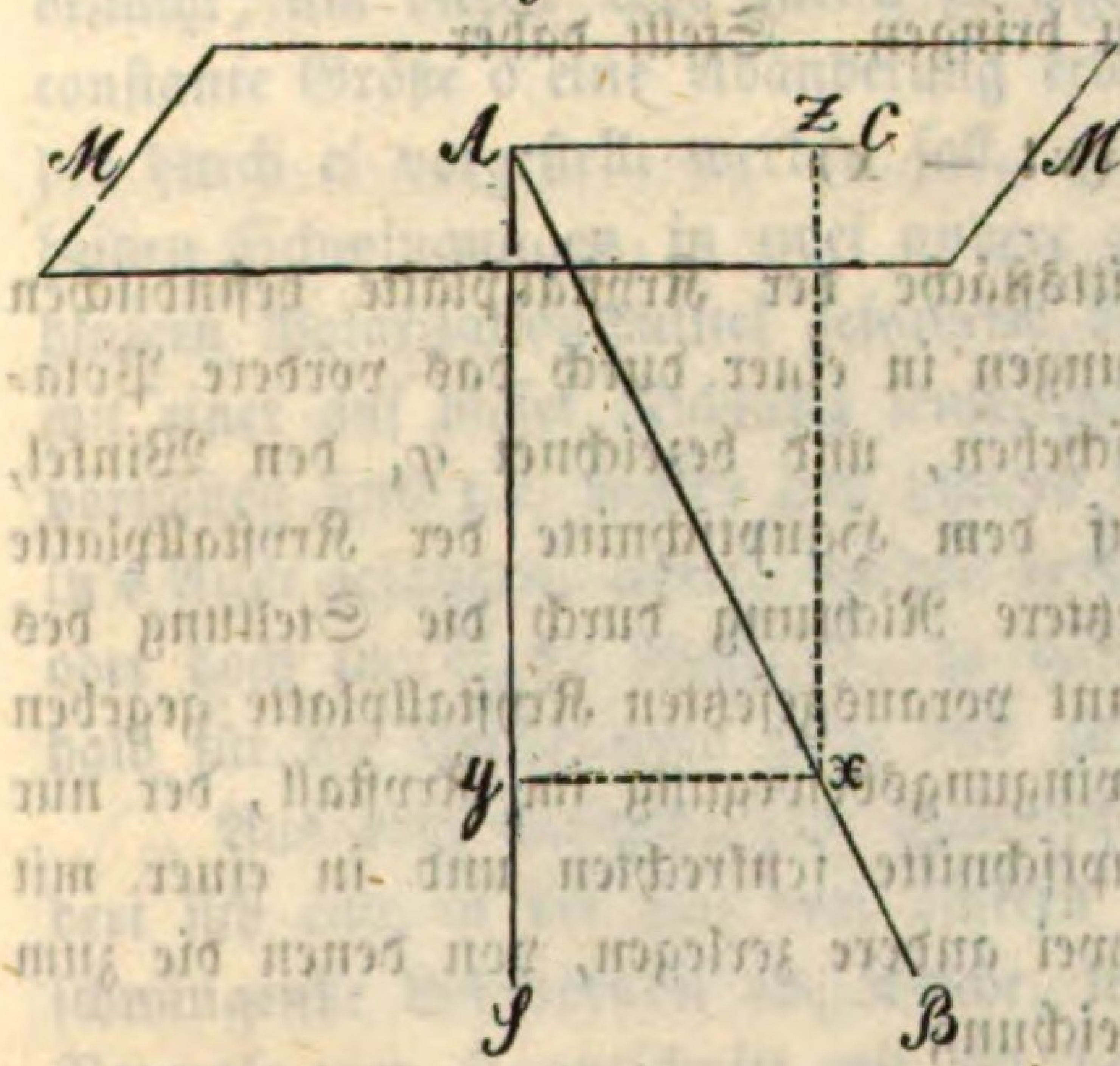
Es ist gleichgültig, in welcher von diesen dreierlei Bedeutungen der Phasenunterschied aufgefaßt wird, aber man darf bei einem Wechsel nicht übersehen, daß der Θ als Subtrahend zu t, der Θ' als Subtrahend zu $vt - x$, der Θ'' als Subtrahend zu $\frac{vt - x}{\lambda}$ in der Gleichung $z = \mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x)$ gesetzt werden müsse.

Die beiden in einerlei Richtung aus der Krystallplatte hervortretenden Lichtstrahlen, deren Phasenunterschied so eben angegeben worden ist, bringen keine Interferenzerscheinung zu Stande, weil der eine aus dem gewöhnlichen, der andere aus dem außergewöhnlichen Lichtantheile entsprungen ist, und daher beide senkrecht zu einander polarisirt sind. Dieselben beiderlei Lichtstrahlen geben jedoch zu den mannigfaltigsten und wunderbarsten Interferenzerscheinungen Anlaß, wenn erstens das auf die Platte fallende Licht schon polarisirtes

ist, und wenn zweitens das durch die Platte hindurch gegangene Licht zum zweiten Male polarisirt und dadurch gezwungen wird, einerlei Schwingungsrichtung anzunehmen. Es macht dabei keinen Unterschied, durch welches der in §. 128. angezeigten Mittel das Licht seine Polarisation erhält, darum ist eine besondere Beschreibung derselben überflüssig; es genügt, wenn wir die beiderlei gebrauchten Polarisationsmittel dadurch von einander unterscheiden, daß wir dasjenige, wodurch das Licht vor seinem Eintritt in die Platte polarisirt wird, das vordere, hingegen das, wodurch es nach seinem Durchgang durch die Platte noch einmal polarisirt wird, das hintere nennen. Da die hierbei auftretenden Erscheinungen dem menschlichen Geiste einen mächtigen Impuls zu geben nicht verfehlen können und zugleich den größten Verächter der Mathematik zwingen, die Unentbehrlichkeit dieser Wissenschaft in Dingen, die nur wenig über das Alltägliche hinaus gehen, auch wider Willen anzuerkennen, so halte ich es für eine Gewissenssache, diesem Gegenstande noch ein paar Blätter in diesem Compendium zu widmen. Wir sind bereits schon im Besitze von allen den zur Habhaftwerdung solcher Erscheinungen voraus zu schickenden Erfordernissen bis auf den, jedenfalls mit den geringsten Schwierigkeiten verknüpften Umstand, daß wir noch den Einfluß der vordern und hintern Polarisation auf die im Krystall erzeugten beiderlei Lichtantheile kennen lernen müssen, wozu die nächsten Zeilen dienen sollen.

Eine Kraft, welche (Fig. 146.) in der Richtung AB wirkt, und sich in zwei andere zerlegen muß, von denen die eine mit einer vorgeschriebenen Richtung AS, die wir uns durch den Punkt A gehend denken dürfen, die andere dagegen mit einer auf dieser Richtung senkrechten Ebene MM, die wir uns ebenfalls durch den Punkt A hindurch gehend denken wollen, parallel laufen soll, zerfällt dem Parallelogramm der Kräfte gemäß nothwendig in zwei völlig bestimmte Kräfte. Legt man nämlich durch AB und AS eine Ebene, welche die MM in der Geraden AC schneidet, so bildet diese Gerade, weil AS auf der Ebene senkrecht steht, mit der AS einen rechten Winkel. Trägt man nun die Größe K der in der Richtung AB wirkenden Kraft als Länge Ax in die Richtung AB ein, zieht in der Ebene SAC die xy parallel mit AC, die xz parallel mit AS, so ist Ayxz ein Rechteck, dessen Seiten Ay und Az durch ihre Längen die Größen der beiden Seitenkräfte anzeigen, in welche die gegebene Kraft von der Größe K zerfällt.

Fig. 146.



Die Rechnung giebt als Größe der einen K cos xAy und als Größe der andern K cos xAz oder K sin xAy, weil sich die beiden Winkel xAy und xAz zu einem rechten ergänzen. Hieraus folgt, daß wenn der Winkel xAy, den die Richtung der gegebenen Kraft mit der AS macht, bekannt ist, man ohne Weiteres die Größen der beiden Kräfte niederschreiben kann, in welche sich die eine gegebene Kraft längs der Richtung AS und längs einer auf dieser Richtung senkrechten Ebene zerlegen muß. Ist α der Winkel, den die Richtung der gegebenen Kraft K mit der gegebenen Richtung AS einschließt, so geben

$$K \cos \alpha \quad \text{und} \quad K \sin \alpha$$

die Größen der mit der Richtung AS, und mit einer auf dieser Richtung senkrechten Ebene parallelen Seitenkräfte der gegebenen Kraft zu erkennen. Wenden wir jetzt diesen Satz zu unseren Zwecken an.

Die successiven während der Zeit einer ganzen Schwingung in einer bestimmten Richtung auf ein Aethertheilchen einwirkenden Kräfte bringen die successive Größe seiner Seitenabweichung hervor, es werden daher die Seitenabweichungen jenen Kräften proportional sein müssen, wenn die auf das Aethertheilchen einwirkenden Kräfte in allen solchen Fällen denselben Verlauf einhalten, wie bei Schwingungen, von denen die eine aus der andern entspringt, stets der Fall ist; dann ist es also erlaubt, den eben erhaltenen Satz nicht blos auf die in jedem bestimmten Augenblicke wirksamen Kräfte, sondern auch auf die im Laufe einer bestimmten Periode durch diese Kräfte bewirkten Seitenabweichungen in Anwendung zu bringen. Stellt daher

$$\mathfrak{A} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x)$$

die Abweichung eines an der Eintrittsfläche der Krystallplatte befindlichen Aethertheilchens vor, dessen Schwingungen in einer durch das vordere Polarisationsmittel gegebenen Richtung geschehen, und bezeichnet φ_1 den Winkel, welchen diese Richtung mit einer auf dem Hauptschnitte der Krystallplatte senkrechten Richtung bildet, welche letztere Richtung durch die Stellung des einfallenden Lichtes zu der völlig bekannt vorausgesetzten Krystallplatte gegeben ist, so muß sich die ankommende Schwingungsbewegung im Krystall, der nur Schwingungen in einer auf dem Hauptschnitte senkrechten und in einer mit ihm parallelen Richtung gestattet, in zwei andere zerlegen, von denen die zum Hauptschnitte senkrechte die Seitenabweichung

$$\mathfrak{A} \cos \varphi_1 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x),$$

hingegen die mit dem Hauptschnitte parallele die Seitenabweichung

$$\mathfrak{A} \sin \varphi_1 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x)$$

erzeugt, dem vorausgeschickten Satze zur Folge, und es entsprechen alle drei in

ihrem Verlaufe stets einem und demselben Augenblicke. Diese beiderlei Schwingungsbewegungen gelangen jedoch in verschiedenen Richtungen an die Austrittsfläche der Krystallplatte, und haben an einer und derselben Stelle dieser Platte den vorhin bestimmten Phasenunterschied Θ angenommen, so daß also, wenn ein Aethertheilchen kraft der senkrecht zum Hauptschnitt geschehenden Schwingungen die Seitenabweichung

$$\mathfrak{A} \cos \varphi_1 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x + c) \qquad (\alpha)$$

angenommen hat, dasselbe Aethertheilchen kraft der mit dem Hauptschnitt parallelen Schwingungen die Seitenabweichung

$$\mathfrak{A} \sin \varphi_1 \sin 2\pi \left[\frac{vt - x + c}{\lambda} - \Theta\right] \qquad (\beta)$$

erhalten haben wird, wenn wir unter Θ den Phasenunterschied in Wellenlängen ausgedrückt verstanden wissen wollen. Wir haben hier der größern Vollständigkeit halber den Factor $vt - x$ um eine constante Größe c vermehrt, weil der gewöhnliche Lichtantheil, um von der Eintrittsfläche der Krystallplatte zu ihrer Austrittsfläche zu gelangen, eine gewisse Zeit braucht, welche eine gewisse, hier nicht näher bestimmte Aenderung in dem genannten Factor nach sich zieht. Von der Austrittsfläche der Krystallplatte an bis zum hintern Polarisationsmittel hin behalten die beiderlei hervortretenden Lichtstrahlen dieselben Schwingungsrichtungen wie in der Krystallplatte bei, aber die Wellenbewegung braucht, um diesen Weg zurück zu legen, eine gewisse Zeit, durch welche die constante Größe c eine Abänderung erleidet und einen andern Werth annimmt, der durch c' vorgestellt werden soll. Hier angekommen muß sich jede von den beiden Schwingungen in zwei andere zerlegen, von denen eine die von dem hintern Polarisationsmittel geforderte Richtung annimmt, die andere hingegen mit einer auf dieser Richtung senkrechten Ebene parallel läuft. Erstere Lichtportionen sind die, welche das hintere Polarisationsmittel wieder verlassen und in's Auge gelangen, letztere werden vom Polarisationsmittel entweder verschluckt, oder doch zur Seite abgelenkt, so daß sie nicht in's Auge kommen, und deßhalb für die Erscheinung ganz und gar verloren gehen.

Aus dem senkrecht zum Hauptschnitt schwingenden Lichtantheile (α) sondert sich eine in der von dem hintern Polarisationsmittel geforderten Richtung schwingende Lichtportion ab, welche, wenn φ_2 den Winkel bezeichnet, den die Normale zum Hauptschnitt mit der vom hintern Polarisationsmittel geforderten Schwingungsrichtung macht, dem vorausgeschickten Satze gemäß, die Schwingungsform

$$\mathfrak{A} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x + c') \qquad (\gamma)$$

annimmt. Eben so sondert sich, dem gleichen Satze gemäß, aus dem längs

des Hauptschnitts schwingenden Lichtantheile (β) eine in der von dem hintern Polarisationsmittel geforderten Richtung schwingende Lichtportion ab, welche, wenn φ'_2 den Winkel bezeichnet, den die Richtung des mit dem Hauptschnitte parallel schwingenden Lichtes mit der vom hintern Polarisationsmittel geforderten Richtung macht, die Schwingungsform

$$\mathfrak{A} \sin \varphi_1 \cos \varphi'_2 \sin 2\pi \left[\frac{vt - x + c'}{\lambda} - \Theta\right]$$

annimmt, und es geht aus den ersten Gründen der sphärischen Trigonometrie hervor, daß

$$\cos \varphi'_2 = \sin \varphi_2 \cos \chi$$

ist, wenn χ den Winkel anzeigt, den die Richtung des mit dem Hauptschnitt parallel schwingenden Lichtes mit derjenigen Richtung macht, in welcher eine durch die Normale zum Hauptschnitt und durch die vom hintern Polarisationsmittel geforderte Schwingungsrichtung gelegte Ebene den Hauptschnitt schneidet. Diesem gemäß läßt sich die zuletzt angegebene Schwingungsform auch wie folgt darstellen:

$$\mathfrak{A} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos \chi \sin 2\pi \left[\frac{vt - x + c'}{\lambda} - \Theta\right] . \quad (\delta)$$

Die beiden in's Auge gelangenden Lichtportionen (γ) und (δ) haben nun einerlei Schwingungsrichtung, nämlich die vom hintern Polarisationsmittel geforderte, und gehen zudem mit einer und derselben Fortschreitungsrichtung in's Auge über, sie besitzen daher alle zur Interferenz derselben erforderlichen Bedingungen in eminentem Grade. Wir werden nun die Folgen dieser Interferenz völlig genau anzugeben suchen.

Die Berechnung dieser Interferenz geschieht ganz in derselben Weise, wie in I., um zu den dortigen Gleichungen (4.), (5.) und (6.) zu gelangen, angegeben worden ist, wobei man den dort hinter der Gleichung (6.) hervorgehobenen Umstand benützen kann, daß die Schwingungsform der aus der Interferenz beider Wellenbewegungen hervorgehenden neuen Wellenbewegung die Summe aus den, jenen beiden Wellenbewegungen zugehörigen Schwingungsformen ist. Diesemnach wird die Schwingungsform des in's Auge eindringenden Lichtes:

$$\mathfrak{A} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 \sin 2\pi \frac{vt - x'}{\lambda} + \mathfrak{A} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos \chi \sin 2\pi \left(\frac{vt - x'}{\lambda} - \Theta\right),$$

in welcher $-x'$ für $-x + c'$ gesetzt worden ist. Aendert man einem sehr bekannten trigonometrischen Satze zur Folge

$$\sin 2\pi \frac{vt - x'}{\lambda} \text{ in } \sin 2\pi \frac{vt}{\lambda} \cos 2\pi \frac{x'}{\lambda} - \cos 2\pi \frac{vt}{\lambda} \sin 2\pi \frac{x'}{\lambda} \text{ und}$$

$$\sin 2\pi \left(\frac{vt - x'}{\lambda} - \Theta\right) \text{ in}$$

$$\sin 2\pi \frac{vt}{\lambda} \cos 2\pi \left(\frac{x'}{\lambda} + \Theta\right) - \cos 2\pi \frac{vt}{\lambda} \sin 2\pi \left(\frac{x'}{\lambda} + \Theta\right)$$

um, und setzt man:

$$\mathfrak{A} \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \cos 2\pi \frac{x'}{\lambda} + \mathfrak{A} \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\chi \cos 2\pi \left(\frac{x'}{\lambda} + \Theta\right) = A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda},$$

$$\mathfrak{A} \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \sin 2\pi \frac{x'}{\lambda} + \mathfrak{A} \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\chi \sin 2\pi \left(\frac{x'}{\lambda} + \Theta\right) = A \sin 2\pi \frac{x}{\lambda},$$

so findet man für die Schwingungsform des durch Interferenz gebildeten Lichtes:

$$A \left(\sin 2\pi \frac{vt}{\lambda} \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} - \cos 2\pi \frac{vt}{\lambda} \sin 2\pi \frac{x}{\lambda}\right) \text{ oder}$$

$$A \sin 2\pi \frac{vt - x}{\lambda},$$

und man erhält A aus den beiden vorangegangenen Gleichungen durch Quadriren und Addiren wie folgt:

$$\left.\begin{aligned} A^2 = \Big[& \mathfrak{A} \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \cos 2\pi \frac{x'}{\lambda} \\ & + \mathfrak{A} \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\chi \cos 2\pi \left(\frac{x'}{\lambda} + \Theta\right)\Big]^2 \\ + \Big[& \mathfrak{A} \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \sin 2\pi \frac{x'}{\lambda} \\ & + \mathfrak{A} \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\chi \sin 2\pi \left(\frac{x'}{\lambda} + \Theta\right)\Big]^2, \end{aligned}\right\} \quad (8.a.)$$

welche durch eine leichte Umformung übergeht in:

$$A^2 = \mathfrak{A}^2 \cos^2\varphi_1 \cos^2\varphi_2 + \mathfrak{A}^2 \sin^2\varphi_1 \sin^2\varphi_2 \cos^2\chi + 2\mathfrak{A}^2 \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\chi \cos 2\pi\Theta,$$

oder, wenn man für $\cos 2\pi\Theta$ setzt $1 - 2\sin^2\pi\Theta$ in:

$$A^2 = \mathfrak{A}^2 (\cos\varphi_1 \cos\varphi_2 + \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\chi)^2 - 4\mathfrak{A}^2 \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\chi \sin^2\pi\Theta.$$

Man kann noch

$$\cos\varphi_1 \cos\varphi_2 + \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\chi = \cos\mathit{\Lambda}$$

setzen und sich überzeugen, daß $\mathit{\Lambda}$ der Winkel ist, den die vom vordern und hintern Polarisationsmittel geforderten Schwingungsrichtungen mit einander machen, wodurch dann die A^2 hergebende Gleichung wird:

$$A^2 = \mathfrak{A}^2 [\cos^2\mathit{\Lambda} - \sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2 \cos\chi \sin^2\pi\Theta]. \quad (8.b.)$$

Diese Gleichung, wodurch die Stärke des durch Interferenz gebildeten Lichtes auf eine völlig genaue Weise angezeigt wird, giebt im Vereine mit den Gleichungen (1.) bis (4.) alles her, was zur Bestimmung der in einarigen Krystallplatten mit parallelen Oberflächen auftretenden Lichterscheinungen erforder-

lich ist, wie sogleich noch angegeben werden soll; zuvor aber müssen wir noch einige Bemerkungen in Betreff der vorstehenden Gleichungen zur Sprache bringen.

Erstlich verdient hervorgehoben zu werden, daß in dem Werthe von A^2, wie ihn die Gleichung (8. a.) liefert, die Größe x' von selber ganz und gar verloren geht, weßhalb es für die Auffindung der Lichtstärke völlig gleichgültig ist, welchen Werth man an die Stelle von x' setze; man darf daher bei den vorstehenden Rechnungen, in so fern man durch sie blos die Stärke des Lichts bestimmen will, von allen Veränderungen, welche x im Laufe der Zeit erfährt und die wir oben durch die Constanten c und c' angedeutet haben, abstrahiren, wie denn auch von den Optikern insgemein, und wie man sieht mit Recht, zu geschehen pflegt. — Zum Andern darf ich hier nicht unerwähnt lassen, daß von den Optikern ohne Ausnahme anstatt der Gleichung (8. b.) zur Bestimmung der Lichtstärke die:

$$A^2 = \mathfrak{A}^2 \left[\cos \varDelta^2 - \sin 2\omega_1 \sin 2\omega_2 \sin^2 \pi \Theta\right] \qquad (8. c.)$$

angegeben wird, in welcher ω_1 und ω_2 die Winkel vorstellen, welche von der vordern und hintern Polarisationsebene mit der Ebene, welche senkrecht auf der Platte steht und durch deren optische Axe hindurch geht, gebildet werden. Es läßt sich zeigen, daß diese Gleichung mit der (8. b.) in allen den Fällen sehr nahe übereinstimmt, wo die durch i bezeichneten Einfallswinkel sehr klein in Vergleich zu dem Winkel a sind, den die optische Axe mit der Normale zur Platte macht, so wie auch noch in dem besondern Falle, wo die optische Axe mit der Normale zusammen fällt. Da man zu den Versuchen immer nur Platten nahm, deren Oberflächen senkrecht zur optischen Axe standen oder mit ihr parallel liefen, oder auch einen Winkel von 45° mit ihr machten, so konnte die Abweichung der Gleichung (8. c.) von der Wahrheit den Experimentatoren nicht wohl in die Sinne fallen; ich habe indessen in der zweiten Hälfte der mehrerwähnten Abhandlung *) Versuche angezeigt, welche, wenn man auf sie die Gleichung (8. c.) in Anwendung bringen wollte, dadurch geradezu auf den Kopf gestellt würden.

Der eigenthümliche Lichtwechsel, welchen man in Krystallplatten beobachtet, durch die man mittelst zweier vor und hinter ihnen angebrachter Polarisationsmittel hindurch sieht, findet in dem zweiten Gliede des für A^2 in der Gleichung (8. b.) oder (8. c.) erhaltenen Ausdrucks seine Erklärung. Da nämlich Θ der in Wellenlängen ausgesprochene Phasenunterschied zwischen den beiderlei Lichtwellen ist, die aus dem gewöhnlichen und außergewöhnlichen Lichtantheile hervorgegangen sind und von dem hintern Polarisationsmittel her in's Auge gelangen, so folgt, daß die Lichtstärke bei unveränderter Anordnung des Apparats mit dem Werthe von Θ, der den Gleichungen (1.) und

*) Denkschriften der königl. bayr. Ac. d. Wissenschaften II. Cl. VII. B. II. Abth.

(2.) zur Folge von der Richtung des einfallenden Lichtes und von der Stellung der Einfallsebene zur Hauptnormalebene abhängig ist, sich ändert; man wird also im Allgemeinen unter verschiedener Schiefe und nach verschiedenen Seiten hin verschieden helle Stellen in dem Gesichtsfelde wahrnehmen, und da eine Aenderung von Θ um 1 doch denselben Werth für $\sin {}^2\pi\Theta$ wiedergiebt, so sieht man ein, daß immer Stellen von der gleichen Helligkeit unter Umständen wiederkehren, wo die Phasendifferenz eine Aenderung von einer Wellenlänge erlitten hat. Während eines solchen Uebergangs von einer Stelle zu der ihr nächsten gleich hellen erfährt die Helligkeit Aenderungen in dem Belange von $\sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2 \cos\chi$ oder $\sin 2\omega_1 \sin 2\omega_2$, welche sich in stetiger Weise nach der einen und andern Seite hin geltend machen, und zu schattirten Bändern Anlaß geben, welche sich im ganzen Gesichtsfelde in einer Weise vertheilen, die durch die Form der Linien gleicher Helligkeit gegeben ist. Die größte Abstufung zwischen Hell und Dunkel in diesen Bändern wird durch den Werth $\sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2 \cos\chi$ oder $\sin 2\omega_1 \sin 2\omega_2$ gegeben und ist in letzterm Falle offenbar am größten, wenn $\sin 2\omega_1$ und zugleich $\sin 2\omega_2$ den Werth $+1$ oder -1 annehmen; er ist am kleinsten und verschwindet gänzlich, wenn eine der Größen $\sin 2\omega_1$ oder $\sin 2\omega_2$ den Werth Null annimmt. Diese letztern Fälle lassen sich auch so aussprechen: Die Schattirung der Bänder fällt am stärksten in die Augen, wenn jede der beiden Polarisationsebenen einen halben rechten Winkel mit der Hauptnormalebene der Krystallplatte macht, und die Bänder entziehen sich der Beobachtung ganz und gar, wenn die eine oder andere Polarisationsebene mit der Hauptnormalebene zusammenfällt. Diese Angaben werden zwar durch den Ausdruck $\sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2 \cos\chi$ noch näher bestimmt, wodurch sie aber nur bei Platten von besonderm Schnitte eine stark in die Augen fallende Veränderung erfahren, so daß sie als im Allgemeinen gültig angenommen werden können. Ich habe indessen a. a. O. auf viele Fälle aufmerksam gemacht, wo schon das Auge eine Abweichung von ihnen wahrnehmen kann.

Um nun noch die Gestalt dieser Bänder in den verschiedenen Krystallplatten zu erfahren, müssen wir zu der Gleichung (2.) zurückgehen, welche in Verbindung mit der (7. b.) liefert:

$$\Theta'' \frac{\lambda}{T} = C + D \sin i \cos\omega + B \sin^2 i \sin^2\omega + A \sin^2 i \cos^2\omega, \quad (9.\,a.)$$

worin Θ'' den in Wellenlängen ausgesprochenen Phasenunterschied der beiderlei Wellenbewegungen bezeichnet, für den man, wie so eben, auch blos Θ setzen kann. Es ist i der Winkel, den der in's Auge gelangende Lichtstrahl mit der Normale zur Krystallplatte bildet, also sin i die scheinbare Entfernung des in's Auge gefaßten Punktes, von dem Fußpunkt der Normale oder von der Mitte des Gesichtsfeldes, wenn wir das Auge in die mitten aus dem Gesichtsfelde

hervorgehende Normale zur Platte bringen. Ferner ist ω der Winkel, den die Einfallsebene des fixirten Lichtstrahls mit der Hauptnormalebene zur Platte bildet, oder der, den die Geraden, in welchen diese beiden Ebenen die Oberfläche der Platte schneiden, mit einander machen; setzt man daher:

$$\sin i \cos \omega = x\ , \quad \sin i \sin \omega = y\ , \qquad (9.b.)$$

so ist y der scheinbare Abstand des fixirten Punktes von der Geraden, in der die Platte von der Hauptnormalebene geschnitten wird, welche Gerade wir die Hauptrichtung nennen wollen, und x ist die scheinbare Entfernung der vom fixirten Punkte senkrecht auf die Hauptrichtung gezogenen Geraden von der Mitte des Gesichtsfeldes, und es geht die Gleichung (9. a.) in Folge der Gleichungen (9. b.) über in:

$$\Theta \frac{\lambda}{T} = C + Dx + By^2 + Ax^2\ . \qquad (9.c.)$$

Durch diese Gleichung, in welcher der Phasenunterschied Θ'' wieder einfach durch Θ bezeichnet worden ist, werden die verschiedenen Punkte des Gesichtsfeldes auf scheinbare, rechtwinklige Coordinaten bezogen, deren Ecke die Mitte des Gesichtsfeldes, und deren x Axe (Abscissenlinie) die Hauptrichtung ist. Die Gleichung (9. c.), welche man als das Ergebniß einer durchgeführten mathematischen Aufgabe hinzunehmen hat, setzt in Verbindung mit der (8. b.) oder (8. c.) den Experimentator in den Stand, sich über alle in einarigen Krystallen möglichen Erscheinungen ausführlichen Rath zu erholen.

Legt man in der Gleichung (9. c.) der Größe Θ, d. h. dem gleichzeitig von i und ω abhängigen Phasenunterschiede einen völlig bestimmten Werth bei, der dann der Gleichung (8. c.) zur Folge, bei einer bestimmten Stellung der beiden Polarisationsmittel und der Krystallplatte zwischen ihnen, Punkten von einer und derselben Helligkeit entspricht, so geben die veränderlichen Coordinaten x und y in ersterer Gleichung alle diesem Werthe von Θ entsprechenden Punkte des Gesichtsfeldes zu erkennen, es spricht sich mithin in der so aufgefaßten Gleichung die Gestalt der vom Auge wahrgenommenen Interferenzbänder aus. Da die so modificirte Gleichung (9. c.) eine Gleichung der zweiten Ordnung in Bezug auf x und y ist, so läßt sich hieraus schon im Allgemeinen der Schluß ziehen, daß die Interferenzbänder je nach der Beschaffenheit der in erwähnter Gleichung auftretenden Coefficienten A, B, C, D, d. h. je nach der Natur des einarigen Krystalls und der Art, wie aus ihm die Platte herausgeschnitten worden ist, die Gestalt von einem der drei Kegelschnitte annehmen werden, und es läßt sich mit Zuziehung der Gleichungen (3.) und (4.) für jeden gegebenen einarigen Krystall die Art des Schnitts bestimmen, wobei die Platte parabelförmige, oder elliptisch gekrümmte, oder hyperbolisch gestaltete Interferenzbilder liefert.

Aus den Gleichungen (8. b.) und (8. c.), aus letzterer besonders leicht, geht der Grund hervor, warum zum Sichtbarwerden der Interferenzbilder nicht

blos das Vorhandensein eines Polarisationsmittels hinter der Platte, sondern auch eines vor der Platte erforderlich ist. Aus ihr ersieht man nämlich ohne alle Mühe, daß die Erscheinung die complementäre der vorigen wird, sowohl wenn das hintere, als auch wenn das vordere Polarisationsmittel eine um 90° verschiedene Stellung annimmt. Hieraus folgt, daß die Bänder sich gegenseitig zerstören werden, wenn zwei von derselben Quelle herkommende senkrecht zu einander polarisirte Lichter von gleicher Stärke, sei es gleichzeitig oder hinter einander in einem so kurzen Intervalle, wobei sich ihre Eindrücke im Auge noch mit einander mischen, auf die Platte fallen. Aus diesem Grunde verschwinden auch die Bänder, wenn gemeines, noch unpolarisirtes Licht auf die Platte fällt, da in ihm sich Schwingungen von der verschiedensten Richtung in der kürzesten Zeit succediren.

Ich habe in der mehrerwähnten Abhandlung der Aufsuchung der Gestalten, welche in einer einarigen Krystallplatte möglicherweise auftreten können, eine besondere Aufmerksamkeit gewidmet, und dabei gefunden, daß zwar jeder einarige Krystall Platten liefern kann, in denen ein beliebiger von den drei Kegelschnitten sich zeigt, daß aber aus keinem Platten geschnitten werden können, in denen gerade Linien zum Vorschein kommen. Wo dieß doch der Fall zu sein scheint, da ist eine Täuschung im Spiele, wovon man sich auch bald überzeugen wird, wenn man die scheinbar geradlinigen Bänder nach beiden Seiten hin so weit als möglich den Grenzen des Gesichtsfeldes zuführt; sie treten dann auf der einen Seite stets näher zusammen, und gehen auf der andern Seite stets weiter aus einander, wie sich schon mit bloßen Augen leicht erkennen läßt, wenn das Gesichtsfeld nicht etwa gar zu klein ist. Im Verlaufe derselben Untersuchung habe ich jedoch gefunden, daß zwei aus demselben einarigen Krystall geschnittene, gleich dicke Platten, welche einzeln im homogenen Lichte Parabeln zeigen, so über einander gelegt, daß deren Hauptrichtungen eine gerade entgegengesetzte Lage annehmen, g e r a d l i n i g e Bänder im mathematischen Sinne des Wortes liefern, die sich dem Auge gleich auf den ersten Blick dadurch ankündigen, daß dieselben von der Mitte des Gesichtsfeldes nach den Seiten hin stets näher an einander rücken, nach dem gleichen Gesetze, wie es bei den elliptischen und hyperbolischen Bändern geschieht. Da die hier besprochenen parabolischen und geradlinigen Bänder bisher der Beobachtung entgangen zu sein scheinen, so sollten in Zukunft dem optischen Interferenzapparate bezüglich der Krystalle zwei gleich dicke Platten eines einarigen Krystalls beigegeben werden, welche für sich einzeln Parabeln und in umgekehrter Richtung über einander gelegt wahrhaft gerade Linien zeigen. Ich empfehle diese Platten den Steinschneidern um so mehr, als sie dadurch Gelegenheit erhalten, die Genauigkeit ihrer Arbeit auf eine unverkennbare Art an den Tag zu legen, und füge dieserhalb noch bei, daß solche Platten aus Bergkrystall erhalten werden, wenn ihre Schnittflächen einen Winkel von 35° 10′ mit der optischen Axe machen.

§. 130. Schluß. Einzelnheiten enthaltend.

Ich werde nun zum Schlusse noch einige Einzelnheiten kurz besprechen, deren gänzliches Umgehen mit Stillschweigen eine falsche Deutung erhalten könnte. Es mag Befremden erregen, daß bisher von den Eigenschaften der zweiarigen Krystalle noch gar keine Rede gewesen ist; es ist dieß nicht aus Nachlässigkeit, sondern aus einem guten Grunde geschehen. Dieser Gegenstand scheint mir noch gar zu wenig durchgearbeitet zu sein, um in ein Compendium aufgenommen werden zu dürfen. Zudem habe ich Hoffnung, die Eigenschaften der zweiarigen Krystalle auf die der einarigen zurückführen zu können, in welchem Falle wieder die zweiarigen Krystalle in einem bloßen Abriß der Physik eine specielle Behandlung nicht verdienten.

Während so viele Meister im Beobachten sich mit der Untersuchung einer Unzahl von Krystallen abgaben, konnte es nicht fehlen, daß ihnen besondere Fälle entgegentraten, die ihre Aufmerksamkeit fesselten. So wurde im Anfange solcher Untersuchungen die Eigenthümlichkeit der von ihnen damals vielfach benützten Polarisationsapparate Ursache, daß sie die Interferenzbänder in dicken Krystallplatten nicht bequem auffinden konnten; dafür aber nahmen sie die Erscheinungen in dünnen Platten um so besser wahr. Diese letzteren Erscheinungen können leicht als mit jenen ersteren in gar keinem Zusammenhange stehend aufgefaßt werden, und doch zeigt eine sorgfältige Untersuchung beider, daß die letztern nur ein besonderer Fall der erstern sind. Um zu zeigen, wie dergleichen Besonderheiten schon in der allgemeinen Vorstellungsweise von den Lichtergängen in Krystallen überhaupt enthalten sind, will ich diesem Gegenstande noch ein paar Zeilen zuwenden. Die Polarisationsapparate, welche man gleich in der ersten Zeit, namentlich in Frankreich, anwandte, waren von solcher Art, daß die beiden Polarisationsmittel in Vergleich zu ihrer Größe weit von einander entfernt lagen, wobei die Gegenstände, welche dem polarisirten Lichte ausgesetzt werden sollten, mitten zwischen den beiden Polarisationsmitteln ihre Stelle erhielten. Man sieht sogleich ein, daß unter solchen Umständen alle von dem einen Polarisationsmittel zum andern gelangenden Lichtstrahlen nahe unter sich parallel werden müssen, auch wenn zwischen den beiden Polarisationsmitteln noch eine durchsichtige Platte eingebracht wird. Wäre dieser Parallelismus ein vollkommener, so hätten alle Winkel i und ω constante Werthe, und in Folge gäbe die Gleichung (9. a.) des vorigen Paragraphs unter der Voraussetzung, daß stets dieselbe Krystallplatte zwischen den beiden Polarisationsmitteln liegt, die eine bestimmte Stellung zu dem einfallenden Lichte erhalten hat, für Θ einen unveränderlichen, aus der besondern Beschaffenheit der Platte und ihrer Stellung zu dem auf sie fallenden Lichte herzuholenden Werth. Diese constante Größe des Phasenunterschiedes aber zöge, in Gemäßheit der Gleichung (8. b.) oder (8. c.) nach

sich, daß sämmtliche Stellen der Platte einen und denselben Grad der Helligkeit annehmen, der sich jedoch mit der Besonderheit des zum Versuche angewandten Lichtes (mit dem Werthe von λ), mit der Dicke T der Platte, mit ihrer Stellung zum Lichte (mit den Werthen von i und ω), und mit den Coefficienten A, B, C, D, worin sich die materielle Beschaffenheit des Krystalls und die Art, wie die Platte aus ihm geschnitten worden ist, ausspricht, abändern müßte. Stellt man den Versuch im homogenen Lichte an, so würde der Grad der Helligkeit, d. h. das Verhältniß der Lichtstärke, wie sie dem Auge erscheint, zu der, womit es an dem Apparat anlangt, je nach der Farbe des homogenen Lichtes (dem jedesmaligen Werthe von λ) ein anderer werden. Hieraus folgt, daß wenn man sich des weißen Lichtes zu den Versuchen bedient, die Platte im Apparat in der Regel gefärbt erscheinen wird, indem die im weißen Lichte in bestimmten Verhältnissen enthaltenen homogenen farbigen Lichter in andern Verhältnissen aus dem Apparate hervorgehen, und dadurch ein zusammengesetztes farbiges Licht liefern müssen. Es lassen sich alle einzelnen Umstände, auf die man bei solchen Versuchen stößt, aus obigen Gleichungen herleiten, wofür in meiner Abhandlung an mehreren Orten Beispiele gegeben worden sind.

Unter allen einarigen Krystallen zeichnet sich der Bergkrystall oder Quarz durch eine besondere Eigenthümlichkeit aus, auf die man durch folgenden Versuch geführt worden ist. Legt man eine senkrecht zur optischen Axe geschnittene Quarzplatte von beträchtlicher Dicke so zwischen die beiden Polarisationsmittel ein, daß das vom einen Polarisationsmittel zum andern gehende Licht in möglichst senkrechter Richtung auf sie fällt, so zeigt sich die Quarzplatte im weißen Lichte fast stets farbig, was andere Krystallplatten von beträchtlicher Dicke nicht thun. Diese Farbe ändert sich fortwährend ab, wenn man das hintere Polarisationsmittel um die Hauptaxe des Instrumentes dreht, wobei die Farben durch Drehung nach einer Seite hin in derselben Ordnung auf einander folgen, wie im Farbenbilde, durch Drehung nach der andern Seite hingegen in der umgekehrten Ordnung. Hierbei machte man die Erfahrung, daß es Bergkrystalle giebt, bei denen die Drehung des hintern Polarisationsmittels von der linken nach der rechten Hand geschehen muß, wenn die Aufeinanderfolge der Farben vom Roth nach dem Violett hin geschehen soll; und wieder andere, bei denen die Drehung des hintern Polarisationsmittels in umgekehrter Richtung geschehen muß, wenn sich bei ihnen die gleiche Aufeinanderfolge der Farben zeigen soll. Diese Bemerkung hat zur Unterscheidung der Bergkrystalle in rechts- und linksdrehende Anlaß gegeben.

Das eben beschriebene exceptionelle Verhalten des Bergkrystalls nimmt einen einfachen Character an, wenn man zu den Versuchen homogenes Licht benützt. In diesem Falle zeigt sich die Platte bei zwei einander entgegengesetzten Lagen des hintern Polarisationsmittels völlig dunkel, und in den beiden

mitten zwischen diesen befindlichen Lagen erglänzt die Platte am stärksten in dem zu dem Versuche angewandten Lichte; von einer dieser Stellungen zur andern findet ein allmäliger Uebergang statt. Jene Lagen aber ändern sich sowohl mit der Dicke der Platte als mit der Farbe des zu dem Versuche genommenen homogenen Lichtes ab. Fresnel erklärte diese Eigenthümlichkeit des Quarzes aus der Annahme, daß in ihm zweierlei Lichtschwingungen von besonderer Art auftreten, die er circular polarisirte nannte und mit großer Ausdauer untersuchte. Seine deßhalb angestellten Versuche gehören zu den interessantesten im Felde der Lichtwellenlehre. In neuerer Zeit hat auch Airy eine sehr schöne theoretische Erklärung vom Drehungsvermögen des Quarzes gegeben. Es ist bemerkenswerth, daß kein anderer Krystall die eben beschriebene Eigenschaft des Bergkrystalls besitzt, daß dagegen manche Flüssigkeiten sie in geringerm Grade zeigen, und ebenfalls in rechts- und linksdrehende zerfallen.

Das von Metallen reflectirte Licht zeigt nicht dieselben Polarisationserscheinungen, wie das an der Vorderfläche von durchsichtigen Körpern zurückgeworfene Licht, wie wir sie oben kennen gelernt haben. Man ist, um die an Metallen auftretenden veränderten Erscheinungen erklären zu können, zu der Annahme hingetrieben worden, daß die Aethertheilchen in dem von Metall reflectirten Lichte solche Schwingungen eingehen, deren Bahnen Ellipsen sind, und nannte darum diese besondere Art von Lichtbewegung die elliptische Polarisation des Lichtes. In neuester Zeit hat der französische Physiker Jamin durch vielfache Versuche darzuthun sich bemüht, daß die Schwingung in Ellipsen die allgemeinste Form der Lichtschwingungen ist, die sich fast überall geltend machen und nur in besondern Fällen in geradlinige Bahnen übergehen. (Poggendorff's Annalen Ergänzungsband III. pag. 232.)

Während der unendlich vielen Versuche, die an doppelt brechenden Krystallen angestellt worden sind, ist man auch auf die überraschende Thatsache gestoßen, daß in ihnen die Lage der optischen Axen nicht bei den verschiedenen homogenen Lichtern die gleiche ist. Hieraus erklären sich manche Abweichungen der Interferenzbilder von ihrem normalen Bau, welche gewisse Krystallplatten im weißen Lichte sehen lassen, wie sie namentlich im Seignettesalz und im Bleizucker beobachtet worden sind. Auch nahm man den Dichroismus der Krystalle, d. h. die an vielen Krystallen bemerkte Eigenschaft wahr, daß sie in verschiedenen Richtungen ein verschiedenfarbiges Licht durch sich hindurch lassen.

Es konnte nicht fehlen, daß man, während so viele überraschende und an's Wunderbare grenzende Erscheinungen in doppelt brechenden Krystallen aufgefunden wurden, wiederholt über die eigentliche Ursache der Doppelbrechung nachzudenken sich veranlaßt fand. Schon der Umstand, daß alle einfach brechenden Krystalle in völlig regelmäßigen Formen krystallisiren, während die Kern-

gestalten der doppeltbrechenden Krystalle sämmtlich unregelmäßige Formen haben, mußte auf den Gedanken bringen, daß die Doppelbrechung in einem ungleichen Baue des durchsichtigen Körpers nach verschiedenen Seiten hin und in einer daraus im Körper entspringenden ungleichen Vertheilung der Aethertheilchen in verschiedenen Richtungen ihren Grund habe. Denkt man sich in den Körper drei auf einander senkrechte Richtungen hinein, längs welcher das Licht sich in ihm mit ungleicher Geschwindigkeit fortpflanzt, und in Bezug auf welche der Bau des Körpers ein symmetrischer ist, so kann man diese Richtungen als Axen eines Ellipsoids ansehen, das den Namen Elastizitätsellipsoid erhalten hat. Aus der Stellung dieses Ellipsoids im durchsichtigen Körper und der Kenntniß der Geschwindigkeiten des Lichts längs der drei Axen im Ellipsoid läßt sich die ganze optische Natur des durchsichtigen Körpers ableiten. Auf solche Weise verschaffte man sich die Ueberzeugung, daß der Körper die Natur eines zweiaxigen Krystalls annimmt, wenn die drei Axen seines Elastizitätsellipsoids eine ungleiche Länge haben; daß er hingegen die Natur eines einaxigen Krystalls erhält, wenn zwei seiner Axen einander gleich, die dritte diesen ungleich ist, d. h. wenn das Ellipsoid ein Umdrehungsellipsoid ist; endlich daß der Körper ein einfach brechender wird, wenn alle drei Axen seines Elastizitätsellipsoids einander gleich sind und diesem zur Folge das Ellipsoid eine Kugel wird. Cauchy hat diese Herleitungen in einer völlig strengen Form mittelst einer Reihe von Abhandlungen in seinen Exercises durchgeführt, und daran zuletzt noch in seinem Mémoire sur la Dispersion de la lumière den Entstehungsgrund der verschiedenen homogenen Lichter geknüpft, wodurch er auf Relationen geführt wurde, an deren Auffindung man vor ihm nicht denken durfte.

An solche theoretische Betrachtungen schließen sich jene Erfahrungen an, aus denen hervorgeht, daß sich selbst in einfach brechenden Medien Eigenschaften von doppelt brechenden hervorrufen lassen, wenn man durch Druck oder Zug in einer Richtung, durch ungleiche Erwärmung oder Erkältung, überhaupt durch solche Abänderungen, wodurch der Körper nicht nach allen Seiten hin in der gleichen Weise ergriffen wird, den zuvor nach allen Seiten hin gleichen Bau der einfach brechenden Mittel zu stören sucht.

Berichtigungen.

Seite 182 Zeile 10 von oben ist das Wort auf zu streichen.

„ 182 „ 14 „ unten ist Kugelschichten für Schichten zu setzen.

„ 203 „ 21 „ „ setze gewöhnliche für gewöhnlich,

„ 219 „ 15 „ oben Verdunstung für Verdünstung,

„ 324 „ 2 „ „ englischen für englische,

„ 332 „ 15 „ „ alleinigen für einzigen.

„ 336 „ 5 „ unten ist hinter gleichen ein Komma zu setzen.

„ 343 „ 9 „ oben ist c_1, c_2, c_3 zwischen Größen und Gelegenheit einzuschalten.

„ 347 „ 9 „ „ ist erzeugt wird hinter $+ E$ einzuschalten.

„ 377 „ 10 „ unten setze in diesen Apparaten statt dieser Apparate,

„ 413 „ 15 „ „ reflexio statt reflectio,

„ 424 „ 11 „ „ spiegelnden statt spingelnden,

„ 432 „ 14 „ oben Reflexion statt Reflektion.

„ 439 sind in Fig. 120. die Punkte α und β durch eine Gerade zu verbinden.

„ 440 Zeile 2 von oben setze an für von.

„ 464 „ 13 „ unten „ hinter äußern ein Komma.

„ 499 „ 8 „ oben „ P_1 für A.

„ 507 „ 10 „ „ „ P_1 für C_1.

„ 511 „ 9 „ unten „ M' für M.

„ 512 „ 8 „ oben schalte beträchtlich zwischen Spalte und schmäler ein.